

Kühlen und Fangen von neutralen Hg-Atomen

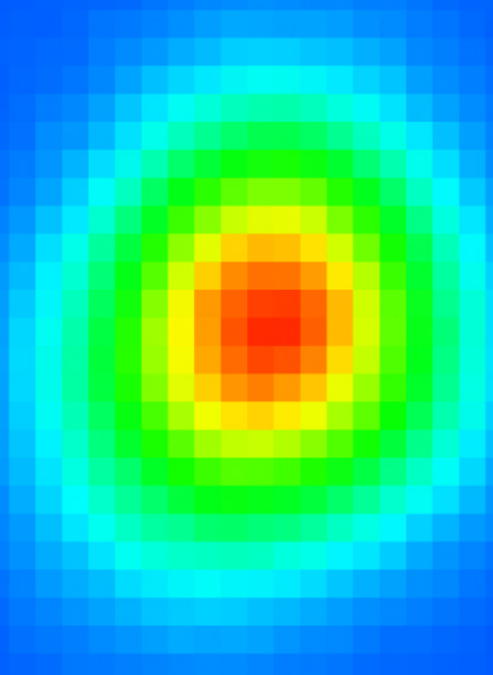
Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Patrick Villwock aus Dortmund
Januar 2010 — Darmstadt — D 17

^{202}Hg



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik



250 μm



Kühlen und Fangen von neutralen Hg-Atomen

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Patrick Villwock aus Dortmund

1. Gutachten: Prof. Dr. Thomas Walther
2. Gutachten: Prof. Dr. Gerhard Birkel

Tag der Einreichung: 19. November 2009

Tag der Prüfung: 16. Dezember 2009

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

Natürliches Quecksilber bietet eine Vielzahl möglicher Experimente auf dem Gebiet der kalten Atom- und Molekülphysik. Durch Photoassoziation erzeugte kalte Hg-Dimere lassen sich aufgrund der Struktur ihrer Potentialkurven in den Schwingungsgrundzustand pumpen. Hg-Dimere des Isotops ^{199}Hg eignen sich zum Testen der Bell'schen Ungleichungen für Atome, da sie im Grundzustand ideale Spin-1/2-Teilchen darstellen. Als schweres Dimer eignet sich Quecksilber ideal zur Suche nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment. Weiter bietet der $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ -Übergang mit einer Wellenlänge von 265,6 nm und einer natürlichen Linienbreite von ≈ 100 MHz als Uhrenübergang an. Eine optische Gitteruhr basierend auf neutralen Hg-Atomen könnte eine unerreichte systematische Ungenauigkeit im 10^{-18} -Bereich bieten. Der Vergleich verschiedener Zeitstandards eignet sich zur Untersuchung einer möglichen zeitlichen Variation der Feinstrukturkonstante. Kalte gefangene Hg-Atome in einer magneto-optischen Falle (MOT) stellen eine hervorragende Quelle für eine Ionenfeinstrahlanlage dar. Die Isotopenselektivität der MOT bietet die Möglichkeit zur Produktion reiner Hg-Isotope.

Quecksilber bietet fünf bosonische und zwei fermionische stabile Isotope. Die als Kühlübergang eingesetzte Interkombinationslinie $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ bei 253,7 nm hat eine Sättigungsintensität von $10,2 \text{ mW/cm}^2$, mit einer natürlichen Linienbreite von 1,27 MHz. Da der Grundzustand keine Fein- oder Hyperfeinstruktur aufweist, ist der Übergang geschlossen, so dass kein Rückpumpelaser benötigt wird. Die vergleichsweise lange Lebensdauer des Übergangs führt zu einer geringen Doppler-limitierten Temperatur von $30 \mu\text{K}$.

Diese Arbeit stellt die Entwicklung und den Aufbau einer MOT für neutrale Hg-Atome vor. Zum Kühlen und Fangen von Hg-Atomen war die Entwicklung eines bis heute nicht erhältlichen Lasers notwendig. Die Anforderungen an diesen Laser sind aufgrund der relativ hohen Sättigungsintensität und der geringen natürlichen Linienbreite und Wellenlänge des Kühlübergangs sehr hoch. Die entwickelte UV-Laserquelle basiert auf einem schmalbandigen, weitverstimmten *single-mode* und *single-frequency* Yb:YAG Scheibenlaser mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung von 5 W bei einer Wellenlänge von 1014,9 nm. Durch zweifache externe Frequenzverdopplung wird eine bisher unerreichte Laserleistung von 280 mW bei 253,7 nm generiert. Als nichtlineares Medium werden ein LBO- und ein BBO-Kristall innerhalb zweier getrennter Überhöhungsresonatoren eingesetzt. Diese Resonatoren werden nach dem Hänsch-Couillaud- bzw. Pound-Drever-Hall-Verfahren stabilisiert. Die Stabilisierung der Fundamentalen erfolgt mittels Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Zelle. Dies ermöglicht die absolute Stabilisierung auf den atomaren Übergang des zu fangenden Isotops mit Frequenzmodulationsspektroskopie. Mit diesem Laser und dem in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Aufbau wurden erste Experimente zum Kühlen und Fangen von Hg-Atomen in einer 3D-MOT durchgeführt.

Quecksilber stellt das bisher schwerste nichtradioaktive Element dar, das in einer MOT gefangen wurde. Bis heute gibt es weltweit nur zwei Arbeitsgruppen, die in der Lage sind, Quecksilber in einer MOT zu kühlen und zu fangen. An der TU Darmstadt wurde unter Verwendung der beschriebenen Laserquelle $(3,2 \pm 0,3) \times 10^6$ ^{202}Hg -Atome in die 3D-MOT geladen. Dies stellt die höchste bisher berichtete Anzahl gefangener Hg-Atome dar, die aus dem Hintergrundgas geladen wurden. Erstmals wurden die Dimension und die Dichte einer solchen Atomwolke bestimmt.



Abstract

Mercury offers numerous opportunities for experiments in cold atomic and molecular physics. Due to the particular energy level structure of the Hg-dimer it should be possible to efficiently populate the rovibrational ground state by employing a particular absorption-emission scheme after the dimers have been formed via photo association. Cold ^{199}Hg -atoms in the ground state are very well suited for testing the Bell equations with atoms, because they are ideal spin-1/2-particles. Hg-dimers would be optimal for the search of a permanent electrical dipole moment, due to their mass. An optical lattice clock based on neutral mercury atoms using the $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ clock transition at 265.6 nm with a natural linewidth of about 100 mHz is predicted to reach an accuracy better than 10^{-18} . The frequency ratio of two optical clocks exhibits the opportunity to test the temporal variation of the fine-structure constant. Laser-cooled neutral Hg-atoms in a magneto-optical trap (MOT) represent a high quality source for a focused ion beam. The isotope selectivity of a MOT offers the potential of producing pure Hg-Isotopes.

Mercury has two stable fermionic and five stable bosonic isotopes. The $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ intercombination line at 253.7 nm has a saturation intensity of 10.2 mW/cm^2 , with a natural linewidth of 1.27 MHz. This cooling transition is closed since the ground state is free of fine- and hyperfine structure. Consequently no additional repumping is required. Due to the relatively long lifetime of this trapping transition the Doppler limited temperature is $30 \mu\text{K}$.

This thesis presents the development and experimental setup of a magneto-optical trap for neutral mercury atoms. This undertaking required the development of a commercially unavailable laser source in order to cool and trap Hg-atoms. The cooling transition sets high demands on such a cutting-edge laser, due to its relatively high saturation intensity as well as the fairly small natural linewidth and wavelength. The UV-laser that has been developed is based on a narrow, detuned single-mode and single-frequency Yb:YAG disk laser with a continuous output power of 5 W at the required wavelength of 1014.9 nm. Up to 280 mW at the desired wavelength of 253.7 nm are provided by the use of two external frequency doubling cavities. As a nonlinear medium a LBO- and BBO-crystal is inserted into two separate build-up cavities. One of these two cavities is stabilized by the implementation of the Hänsch-Couillaud-technique, while the other is stabilized by implementation of the Pound-Drever-Hall technique. The fundamental wavelength is stabilized by way of saturation spectroscopy to a Hg-Cell at room temperature. In this manner an absolute stabilization onto the atomic transition of the trapped isotope is achieved using frequency modulation spectroscopy. This laser combined with the presented experimental setup was used for experiments in cooling mercury atoms and trapping them within a 3D-MOT.

Mercury is the heaviest non-radioactive element, that has been trapped in a MOT. To this day there are only two other groups who are able to cool and trap mercury atoms within a MOT. At the TU Darmstadt up to $(3.2 \pm 0.3) \times 10^6$ ^{202}Hg -atoms were loaded into a 3D-MOT. This is the highest reported number of Hg-atoms that have been captured from the background vapor. For the first time the dimension and density of such a cloud of Hg-atoms has been measured.



Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Temperatur und Laserkühlung	6
2.1.1. Spontankraft	7
2.1.2. Der Dämpfungskoeffizient	8
2.1.3. Grenzen des Kühlprozesses	9
2.2. Die magneto-optische Falle	10
3. Das Element Quecksilber	13
3.1. Eigenschaften	15
3.2. Kalte Moleküle	16
3.2.1. Kalte Quecksilber-Dimere	17
3.2.2. Bell-Experiment	18
3.2.3. CP-Verletzung	19
3.3. Zeitstandard und Atomuhren	19
3.3.1. Optische Gitteruhren	20
3.3.2. Variation der Feinstrukturkonstante	22
3.4. Eine MOT als Ionenquelle	22
3.5. Ultrakalte Gase	23
3.6. Isotopenanreicherung	24
4. Die UHV-Kammer	25
4.1. Probenkammer	27
4.1.1. Kühleinführung	27
4.2. Hauptkammer	29
4.2.1. Hauptspulen	29
4.2.2. Kompensationsspulen	30
4.2.3. EMCCD-Kamera und Objektiv	30
5. Das Lasersystem	33
5.1. Überblick über das Gesamtsystem	35
5.2. Yb:YAG Scheibenlaser	35
5.2.1. Das Lasermedium - Yb:YAG	37
5.2.2. Aufbau des Lasers	38
5.3. Frequenzverdopplung	41
5.3.1. Periodisch gepolte Lithiumniobat-Kristalle	41
5.3.2. Erste Frequenzverdopplungseinheit	43
5.3.3. Zweite Frequenzverdopplungseinheit	47

5.4. Frequenzstabilisierung	50
5.4.1. Sättigungsspektroskopie	50
5.4.2. Referenzresonator	55
5.5. Strahlaufteilung	56
6. Quecksilber-MOT	59
6.1. Atomzahl und Wolkenradius	60
6.2. Laderate und Lebensdauer	62
7. Diskussion und Ausblick	65
A. Dampfdruckkurve, Hg-Isotope und Franck-Condon Faktoren	67
B. Kristallparameter	69
C. kompletter Laseraufbau	71
Literaturverzeichnis	73

1 Einleitung

Mit der Realisierung des Lasers in den frühen 60er Jahren stand erstmals eine energiereiche und kohärente Lichtquelle zur Verfügung [1, 2]. Anfang der 70er Jahre folgten die ersten Experimente zum Fangen von Materie unter Verwendung von Laserstrahlung [3–5]. Diese Arbeiten markieren den Beginn des Einsatzes von Lasern zum Kühlen und Fangen. In den folgenden Jahrzehnten wurden Techniken entwickelt, um die thermische Bewegung von Atomen in der Gasphase zu senken und die so gekühlten Atome räumlich einzugrenzen und zu speichern.

Die Arbeitsgruppe um Steven Chu berichtete im Jahre 1985 von der gedämpften Bewegung von Na-Atomen im Kreuzungspunkt der Kühllaserstrahlen und prägte für dieses Phänomen die Bezeichnung „optische Melasse“ [6]. Die Technik der Laserkühlung ist unter einigen Voraussetzungen auf alle Elemente des Periodensystems anwendbar. Zur Laserkühlung muss das Element in der Gasphase vorliegen. Weiter muss ein geeigneter geschlossener Kühlübergang existieren. Zu diesen grundsätzlichen Anforderungen stellt dieser Kühlübergang eine weitere technische Herausforderung an das Experiment: Zu dem Übergang muss ein *single-mode* und *single-frequency* Laser passender Wellenlänge mit ausreichend Leistung, sowie einer von der Linienbreite des Übergangs abhängigen Frequenzstabilität zur Verfügung stehen oder entwickelt werden können.

Die Techniken, die im Jahre 1987 zur Realisierung der ersten magneto-optischen Falle (MOT) für Na-Atome führten, wurden in den folgenden Jahren bereits auf eine Vielzahl weiterer Elemente angewendet [7]. Bis heute wurde das Prinzip der Laserkühlung für die folgenden Elemente experimentell umgesetzt: Alkalimetalle (H, Li, Na, K, Rb, Cs und Fr), Erdalkalimetalle (Mg, Ca, Sr), metastabile Edelgase (He, Ne, Ar, Kr und Xe), Metalle (Al, Ag und Cr), seltene Erden (Er und Yb) und Edelgase (He, Ne, Kr, Ar) [8].

Im Jahre 1997 wurden Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips für die *Entwicklung von Methoden zum Kühlen und Fangen von Atomen mit Laserlicht* mit dem Nobelpreis in Physik gewürdigt [9–11]. Diese Arbeiten führten zum experimentellen Nachweis eines im Jahre 1924 durch Satyendranath Bose und Albert Einstein vorhergesagten Phasenübergangs, dem sogenannten Bose-Einstein-Kondensat. Erstmals nachgewiesen wurde die Bose-Einstein-Kondensation im Jahre 1995 sowohl mit ^{87}Rb - als auch mit ^{23}Na -Atomen [12–14]. Für die *Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten in verdünnten atomaren Gasen innerhalb einer Atomfalle* wurden im Jahre 2001 Wolfgang Ketterle, Eric A. Cornell und Carl E. Wieman mit dem Physik-Nobelpreis ausgezeichnet [15, 16].

Der experimentelle Aufbau einer MOT lässt sich auf zwei wesentliche Bestandteile reduzieren: die Ultrahochvakuum-Kammer und den Kühllaser. Atomfallen werden innerhalb eines Vakuums aufgebaut, da sonst die Kollisionen der vorgekühlten Atome mit dem thermischen Hintergrundgas ein Kühlen und Fangen verhindern. Entsprechend ist die UHV-Technik unverzichtbar für die Realisierung einer MOT. Die verwendete UHV-Kammer ist zur Erzeugung des benötigten inhomogenen Magnetfeldes mit einem Paar Anti-Helmholtzspulen ausgerüstet. Zur Kompensation des Erdmagnetfeldes und etwaiger Streufelder sind zusätzliche Ausgleichsspulen erforderlich. Eine vakuumtaugliche regelbare Quelle stellt Atome des zu untersuchenden Elements in der Gasphase bereit. Die Registrierung der Fluoreszenz der Atome innerhalb der MOT erfordert eine geeignete Detektionseinheit. Der *single-mode* und *single-frequency* Laser zum Kühlen des

verwendeten Elements muss bei der Wellenlänge des Kühlübergangs genügend Leistung aufweisen. Darüber hinaus sollte die Linienbreite des Lasers deutlich kleiner sein als die natürliche Linienbreite des eingesetzten Kühlübergangs. Die Frequenzstabilisierung sorgt für einen kontinuierlichen MOT-Betrieb. Die Einstrahlung in die UHV-Kammer wird mit zusätzlichen Optiken zur Manipulation, Führung und Aufteilung des Kühllasers realisiert. Da nicht für jede beliebige Wellenlänge Laser zur Verfügung stehen, spielen die Entwicklung eines geeigneten Lasers und dessen Frequenzstabilisierung oftmals die entscheidende Rolle bei der experimentellen Umsetzung des Fangens und Kühlens eines neuen Elementes.

Der 1S_0 - 3P_1 -Übergang in Quecksilber stellt einen geschlossenen Kühlübergang dar und erfüllt damit eine wichtige Voraussetzung zur Laserkühlung. Da der Grundzustand keine Fein- oder Hyperfeinstruktur aufweist, lässt sich Quecksilber ohne einen Rückpumpplaser kühlen und in einer MOT fangen. Quecksilber bietet fünf bosonische und zwei fermionische stabile Isotope. Die als Kühlübergang eingesetzte Interkombinationslinie mit einer Wellenlänge von 253,7 nm, einer schmalen natürlichen Linienbreite von 1,27 MHz und einer vergleichsweise hohen Sättigungsintensität von $10,2 \text{ mW/cm}^2$ stellt hohe Ansprüche an den Kühllaser. Die relativ lange Lebensdauer des Übergangs mit 125 ns führt zu einer geringen Doppler-limitierten Temperatur von $30 \mu\text{K}$.

Diese Arbeit stellt die Entwicklung des Kühllasers und die Realisierung einer MOT für neutrale Hg-Atome dar. Zum Kühlen und Fangen von Hg-Atomen war die Entwicklung eines bis heute nicht erhältlichen Lasers notwendig. Die entwickelte UV-Laserquelle basiert auf einem schmalbandigen, weitverstimmt *single-mode* und *single-frequency* Yb:YAG Scheibenlaser mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung von 5 W bei einer Wellenlänge von 1014,9 nm. Die Wellenlänge des verwendeten Kühlübergangs wird durch zweifache externe Frequenzverdopplung erreicht. Im ersten Überhöhungsresonator wird ein LBO-Kristall als nichtlineares Medium eingesetzt. Die Stabilisierung erfolgt nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren. Diese frequenzverdoppelte Ausgangsleistung mit einer Wellenlänge von 507,45 nm wird mit einem zweiten kommerziellen Überhöhungsresonator unter Verwendung eines BBO-Kristalls in die 253,7 nm konvertiert. Dieser Resonator wird mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren stabilisiert. Die Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Zelle bei Raumtemperatur unter Verwendung eines Teils der frequenzvervierfachen Laserleistung ermöglicht die absolute Frequenzstabilisierung auf den atomaren Übergang des zu fangenden Isotops mit Frequenzmodulationsspektroskopie. Durch die zweifache Frequenzverdopplung wird eine bisher unerreichte Laserleistung von 280 mW bei 253,7 nm generiert. Mit diesem Laser und dem in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Aufbau wurden erste Experimente zum Kühlen und Fangen von Quecksilber-Atomen in einer 3D-MOT durchgeführt.

Weltweit gibt es nur zwei Arbeitsgruppen, die parallel zu dieser Arbeit einen vergleichbaren Aufbau zum Kühlen und Fangen von neutralen Hg-Atomen entwickelt haben. Im Februar 2008 berichtete die Arbeitsgruppe um Hidetoshi Katori an der University of Tokyo in Japan zum ersten Mal von der Realisierung einer MOT für neutrale Quecksilberatome [17]. Als Kühllaser wurde ein frequenzvervierfachter verstärkter Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von 10 mW bei 253,7 nm eingesetzt. Während meines Gastaufenthaltes (Mai-Juni 2008) in der Arbeitsgruppe von Hidetoshi Katori gelang es mir, an Stelle des verstärkten Diodenlasers den zur Verfügung stehenden Yb:YAG Scheibenlaser zu integrieren. Die zur Verfügung stehende UV-Leistung konnte so auf 70 mW erhöht werden, wodurch die gefangene Atomzahl deutlich verbessert werden konnte. Die Frequenzstabilität wurde durch eine Stabilisierung nach Pound-Drever-Hall auf einen Referenzresonator gewährleistet. Nach meinem Aufenthalt an der University of Tokyo gelang

uns im August 2008 an der TU Darmstadt zum ersten Mal der Betrieb einer Hg-MOT unter Verwendung eines frequenzvervierten Yb:YAG Scheibenlasers. Kurze Zeit später (Oktober 2008) berichtete die Gruppe um Sebastien Bize am SYRTE in Paris von dem Betrieb einer Hg-MOT mit einem vergleichbaren Laser, der mit Hilfe einer Sättigungsspektroskopie stabilisiert wird [18]. Quecksilber stellt das bisher schwerste nichtradioaktive Element dar, das in einer MOT gefangen wurde.

Die vorliegende Arbeit fasst in sieben Kapiteln die Entwicklung einer MOT für neutrale Quecksilber-Atome zusammen. Im Anschluß an diese kurze Einleitung werden im folgenden Kapitel die Grundlagen zur Realisierung einer magneto-optischen Falle vermittelt. Der Zusammenhang von Temperatur und Ausbreitungsgeschwindigkeit, sowie das Kühlverfahren durch resonante Anregung mit Laserstrahlung basierend auf der Spontankraft und der Dämpfung werden erläutert. Die Verknüpfung der Laserkühlung mit der Zeeman-Verschiebung eines inhomogenen Magnetfeldes und deren Wirkungsweise werden beschrieben und die Funktionsweise magneto-optischer Fallen allgemein diskutiert.

Kapitel 3 können alle relevanten Daten zum Element Quecksilber entnommen werden. Weiter werden interessante Anwendungen für kalte Quecksilber-Atome vorgestellt und diskutiert: Eine Hg-MOT zur Erzeugung kalter Hg-Dimere durch Photoassoziationsspektroskopie und das direkte Kühlen in den Schwingungsgrundzustand. Quecksilber-Dimere bilden die Grundlage für Experimente zum Test der Bell'schen Ungleichungen und zum Nachweis eines permanenten elektrischen Dipolmoments. Die Entwicklung eines neuen Zeitstandards basierend auf neutralen Hg-Atomen in einer optischen Gitteruhr bietet eine bisher unerreichte Genauigkeit, deren Vergleich mit einem zweiten äquivalenten Zeitstandard eine hochpräzise Vermessung der Feinstrukturkonstante ermöglicht. Die Verwendung einer Hg-MOT als Quelle für eine Ionenfeinstrahlanlage und die Erzeugung eines BECs werden diskutiert. Aufgrund der Isotopenselektivität einer MOT wird auf die Bedeutung der Isotopentrennung hingewiesen.

Kapitel 4 widmet sich hauptsächlich der UHV-Kammer, die in Proben- und Hauptkammer unterteilt ist. Die Probenkammer ist mit einer Kühleinführung ausgestattet, mit der ein Hg-Reservoir im Vakuum auf -74°C gekühlt wird. Diese Einführung sowie die vollständige Kühltechnik wird detailliert erläutert. Die Hauptkammer stellt eine vollwertige 3D-MOT dar. Das dazugehörige wassergekühlte Anti-Helmholtzspulenpaar und die Kompensationspulen werden kurz beschrieben. Anschließend folgt die detaillierte Erläuterung des Detektionssystems bestehend aus einer EMCCD-Kamera und der dazugehörigen Abbildungsoptik. Der zur Auswertung der Aufnahmen nötige Zusammenhang zwischen der detektierten Fluoreszenz und der in der MOT gefangenen Atome wird in Kapitel 4 erläutert, weiter werden mögliche Fehlerquellen bei der Fluoreszenzdetektion diskutiert.

Kapitel 5 gibt eine Übersicht über das verwendete Lasersystem. Als Grundlage dient ein weitverstimmbarer *single-mode* und *single-frequency* Yb:YAG Scheibenlaser mit einer Ausgangsleistung von 5 W bei 1014,9 nm. Das Scheibenlaserprinzip, der Aufbau und die Besonderheiten des verwendeten Lasers werden erörtert. Die Anforderungen an die Linienbreite sowie an die Frequenzstabilität werden aufgeführt. Die verwendeten Methoden zur Frequenzverdopplung werden vorgestellt. Der zur Frequenzverdopplung der infraroten Laserleistung entwickelte Überhöhungsresonator sowie das verwendete Stabilisierungsverfahren nach Hänsch-Couillaud werden ebenfalls vorgestellt. Nachfolgend wird die Frequenzverdopplung dieser grünen Ausgangsleistung mit einem kommerziellen Überhöhungsresonator beschrieben. Die erreichten Ausgangsleistungen und Konversionseffizienzen werden vorgestellt und diskutiert. Zwei Methoden zur

Frequenzstabilisierung des Gesamtsystems werden präsentiert, die hier verwendete Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Zelle wird ausführlich behandelt. Die Ergebnisse der absoluten Frequenzstabilisierung des Scheibenlasers und damit des gesamten Lasersystems werden dargestellt. Die Strahlaufweitung und -aufteilung zur Einstrahlung in die UHV-Kammer werden kurz skizziert.

Kapitel 6 dokumentiert die gewonnenen Messergebnisse der erfolgreichen Realisierung einer magneto-optischen Falle für neutrale Quecksilber-Atome. Die Anzahl der in der MOT gefangenen Atome, die Abmessungen der Atomwolke sowie deren Dichte werden präsentiert. Die Bedeutung der Laderate und deren Zusammenhang mit der Lebensdauer der Atome in der MOT werden kurz erläutert und die dazugehörigen Messergebnisse vorgestellt. Alle vorgestellten Ergebnisse erfolgen aus Messungen mit dem Isotop ^{202}Hg .

Die Arbeit schließt mit einer kurzen Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse. Die erfolgreiche Realisierung einer MOT für Hg-Atome bildet die Grundlage für vielfältige Experimente und Untersuchungen, die im Ausblick kurz zusammengefasst werden.

2 Grundlagen

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts gelang Pjotr N. Lebedew, Ernest F. Nichols und Gordon F. Hull der experimentelle Nachweis des Strahlungsdrucks von Licht [19, 20]. Im Jahre 1958 zeigten Arthur L. Schawlow und Charles H. Townes, dass das Prinzip des Masers auch auf optische Wellenlängen anwendbar ist [21]. Bereits im Jahre 1964 erhielt Charles H. Townes zusammen mit Nicolay G. Basov und Aleksandr M. Prokhorov den Nobelpreis in Physik *für grundlegende Arbeiten auf dem Gebiet der Quantenelektronik, die zur Konstruktion von Oszillatoren und Verstärkern auf der Basis des Maser-Laser-Prinzips führten*. Erst im Jahre 1981 wurden Arthur L. Schawlow und Nicolaas Bloembergen *für ihren Beitrag zur Entwicklung der Laserspektroskopie* mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet.

Mit der experimentellen Realisierung des Lasers in den frühen 60er Jahren, durch Theodore H. Maiman stand erstmalig eine energiereiche und kohärente Lichtquelle zur Verfügung [1, 2]. Kurz darauf folgten, Anfang der 70er Jahre, die ersten Experimente von Arthur Ashkin zum Fangen von Materie unter Verwendung von Laserstrahlung [3–5]. In den darauf folgenden Jahrzehnten wurden die Techniken entwickelt, die es ermöglichen, die thermische Bewegung der Atome zu senken und diese gekühlten Atome räumlich einzugrenzen und zu speichern. Im Jahre 1997 wurde die Arbeit von Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji und William D. Phillips *für die Entwicklung von Methoden zum Kühlen und Fangen von Atomen mit Laserlicht* mit dem Nobelpreis in Physik gewürdigt [9–11].

Laserkühlung führt zu einer reinen Kühlung der Atome, einer sogenannten Kompression im Geschwindigkeitsraum. Kombiniert mit einem inhomogenen Magnetfeld lassen sich die Atome zusätzlich räumlich eingrenzen. Dies entspricht einer Komprimierung im Ortsraum. Die gleichzeitige Kompression im Geschwindigkeits- und Ortsraum erhöht die Phasenraumdichte [22]. Ein solches System wird als magneto-optische Falle (MOT) bezeichnet und eignet sich zum Fangen der gekühlten Atome. Die thermische Geschwindigkeit der Atome stellt eine der größten Störeffekte laserspektroskopischer Untersuchungen dar. Typischerweise beträgt diese thermische Bewegung bei Raumtemperatur einige 100 m/s . Innerhalb einer MOT kann diese auf wenige cm/s reduziert werden, dies entspricht einer Temperatur von wenigen Mikrokkelvin. Demnach bleiben die gefangenen Atome aufgrund der geringen Dichte der Atomwolke in der Gasphase.

Es gibt eine Vielzahl ausführlicher Quellen, die die historische Entwicklung und die theoretischen Grundlagen des optischen Kühlens und der Speicherung von Atomen in all ihren Facetten gut zusammenfassen [9–11, 23–27]. Dieses Kapitel enthält nur die zum Verständnis wesentlichen Grundlagen. Zunächst wird der Zusammenhang von Temperatur und Ausbreitungsgeschwindigkeit erläutert. Der Kühlprozess durch resonante Anregung mit Laserstrahlung wird dargelegt. Die Begriffe der Spontankraft, der Dämpfung und der daraus resultierenden optischen Melasse werden eingeführt und die Grenzen des Kühlprozesses erläutert. Weiter wird der Einfluss der Laserkühlung auf die Atome in Kombination mit der Zeeman-Verschiebung durch ein inhomogenes Magnetfeld aufgezeigt. Die Betrachtungen erfolgen zunächst nur eindimensional und basieren auf dem Modell eines 2-Niveau Atoms, das mit einem idealisierten *single-frequency* Laser resonant angeregt wird. Zum Abschluss wird das Modell auf drei Dimensionen erweitert. Die Eigenschaften und typischen Daten einer solchen magneto-optischen Falle wird dargestellt.

2.1 Temperatur und Laserkühlung

Die thermische Bewegung der Atome kann mit optischer Kühlung stark reduziert werden. Dabei kann die Translationstemperatur T_t der Atome bis auf wenige Mikrokkelvin abgesenkt werden. Es gilt folgende Beziehung:

$$\frac{m}{2}\bar{v}^2 = \frac{3}{2}k_B T_t \quad (2.1)$$

Durch die Gleichung wird die Temperatur T_t in Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} der Atome definiert. Einem in x -Richtung propagierenden Atomstrahl wird ein Laserstrahl resonant zu einem atomaren Übergang entgegen gestrahlt. Aufgrund der thermischen Bewegung der Atome mit der Geschwindigkeit v erscheint diesen die Laserfrequenz zu höheren Frequenzen dopplerverschoben.¹ Um den Dopplereffekt zu kompensieren, wird die Laserfrequenz ω_L gegenüber der atomaren Übergangsfrequenz zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Hierdurch ist die Absorptionswahrscheinlichkeit für Atome, die dem Laserstrahl entgegenfliegen, größer als für Atome, die in die Richtung des Laserstrahls fliegen. Bei der Absorption eines Photons wird der Photonenimpuls $\hbar\vec{k}$ in negativer x -Richtung auf das Atom übertragen. Die Geschwindigkeitskomponente v_x des Atoms der Masse m ändert sich um die Größe $\Delta v = \hbar k/m$. Geht das angeregte Atom wieder in den Ausgangszustand über, wird ein Photon mit der Anregungsenergie $\Delta E = \hbar\omega_A$ emittiert. Bei diesem Vorgang erfährt das Atom einen Rückstoß.

Bei dem Übergang des angeregten Atoms in den Ausgangszustand kann die Emission eines Photons sowohl stimuliert als auch spontan erfolgen. Ein Vergleich des Impulsübertrages der Absorption mit der stimulierten Emission zeigt, dass dieser in entgegengesetzter Richtung stattfindet. Nach einem solchen Absorptions-Emissions-Zyklus findet also effektiv kein Impulsübertrag statt. Im Gegensatz zur stimulierten Emission ist die spontane Emission eines Photons statistisch über alle Raumrichtungen verteilt. So bleibt der über viele Emissions-Zyklen gemittelte Impulsübertrag der spontanen Emission gleich Null. Bei der Absorption hingegen wird der Impuls immer nur in einer Richtung übertragen und führt somit zu einer deutlichen Geschwindigkeitsänderung des Atoms. Das Atom verliert an kinetischer Energie, da die Frequenz der emittierten Photonen im Mittel größer ist als die der absorbierten Photonen.

Dieser Kühlungsprozess wird aufgrund der Ausnutzung des Doppler-Effekts auch als Dopplerkühlung bezeichnet. Während die Geschwindigkeit der Atome reduziert wird, bewirkt die zunehmende Änderung der Dopplerverschiebung ein Herauslaufen aus der Resonanz. Der Kühleffekt ist abhängig von der Geschwindigkeit. Folglich werden Atome mit abnehmender Geschwindigkeit weniger effektiv abgebremst.

Dieses einfache Modell lässt sich auf drei Dimensionen erweitern. Atome können also in drei Raumrichtungen gekühlt werden, indem sechs Laserstrahlen in $\pm x$ -, $\pm y$ - und $\pm z$ -Richtung gekreuzt werden. Die Arbeitsgruppe um Steven Chu hat 1985 von einem solchen Aufbau mit Natriumatomen berichtet. Die gedämpfte Bewegung der Atome im Kreuzungspunkt der Laser wurde hier als „optische Melasse“ bezeichnet [6].

¹ Hierunter versteht man die Verschiebung der Laserfrequenz bezüglich der Übergangsfrequenz des Atoms aufgrund des Dopplereffekts.

2.1.1 Spontankraft

Im stationären Fall sind die Anregungsrate und die Zerfallsrate gleich und der angeregte Zustand zerfällt spontan mit der Rate γ . Die stimulierte Emission ist zu vernachlässigen. Die Dopplerkühlung ist begrenzt durch die Zerfallsrate γ . Um eine maximale Absorption und Streurrate zu erhalten, muss die dopplerverschobene Laserfrequenz im System des bewegten Atoms mit der Resonanzfrequenz des atomaren Übergangs übereinstimmen. Die gesamte Streurrate γ_s ist das Produkt aus der Besetzungsrate des angeregten Zustands und der dazugehörigen Zerfallsrate. Dieses Produkt ergibt sich zu [24]

$$\gamma_s = \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + [2(\delta + \omega_D)/\gamma]^2}. \quad (2.2)$$

Die Verstimmung δ des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz ergibt sich aus der Differenz der Laserfrequenz ω_L und der Resonanzfrequenz des Atoms ω_A . Die Dopplerverschiebung bezüglich des bewegten Atoms ist gegeben durch $\omega_D = -\vec{k} \cdot \vec{v}$. Für eine maximale Verzögerung muss die Summe der Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz und der Dopplerverschiebung klein gegen die Zerfallsrate γ des angeregten Zustandes sein, $(\delta + \omega_D) \ll \gamma$. Ist dies gewährleistet, so ist das Laserlicht in Resonanz mit dem Atom im Ruhezustand. Der Sättigungsparameter $s_0 = I/I_s$ stellt das Verhältnis der Lichtintensität I zu der Sättigungsintensität I_s dar. Die Sättigungsintensität ist durch

$$I_s = \frac{\pi \hbar c}{3 \lambda^3 \tau} \quad (2.3)$$

definiert mit der Wellenlänge λ des Übergangs und der Lebensdauer τ des angeregten Zustands [28]. Diese Definition für die Sättigungsintensität basiert auf der Annahme, dass die Linienbreite des verwendeten Lasers immer deutlich kleiner ist als die Linienbreite des verwendeten Kühlübergangs. Im Allgemeinen ist dies nicht selbstverständlich. Ist die natürliche Linienbreite kleiner als die Linienbreite des Lasers, so vergrößert sich die Sättigungsintensität um das Verhältnis des Laserprofils zur natürlichen Linienbreite, d.h. es ist deutlich mehr Laserleistung nötig [29].

Das Produkt des Impulses der Photonen $\hbar \vec{k}$, mit dem Betrag des Wellenvektors $k = 2\pi/\lambda$, und der Streurrate γ_s bestimmt die bei der Laserkühlung wirkende Kraft auf die Atome. Gemittelt über viele Absorptions-Emissions-Zyklen wirkt eine Kraft \vec{F} auf das Atom in Richtung des Wellenvektors \vec{k} . Folgende Kraft ergibt sich aus der Absorption und anschließenden spontanen Emission eines Photons in Abhängigkeit von der Richtung des Wellenvektors [24]

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} \gamma_s, \quad (2.4)$$

unter Verwendung von Gleichung (2.2) folgt abhängig von der Strahlrichtung:

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \frac{\hbar \vec{k} \gamma s_0 / 2}{1 + s_0 + [2(\delta \mp |\omega_D|)/\gamma]^2}. \quad (2.5)$$

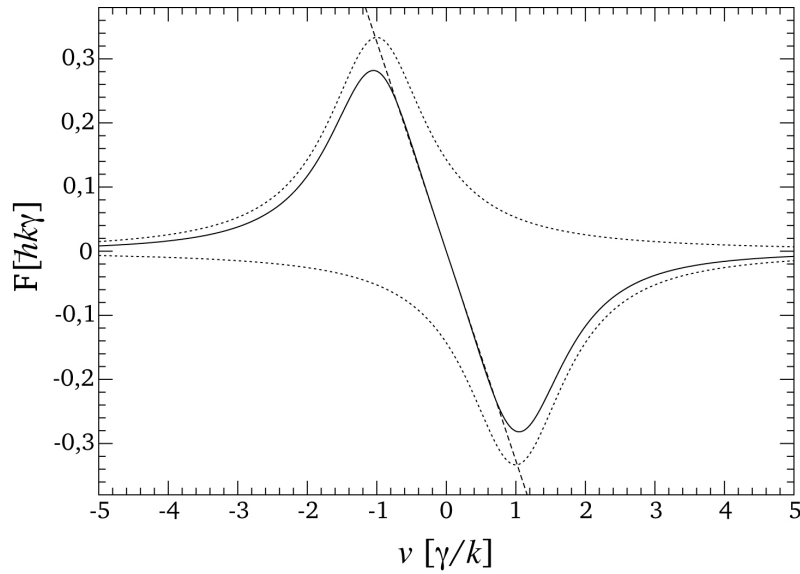


Abbildung 2.1.: Abhängigkeit der Dämpfungskraft von der Geschwindigkeit bei einzelnen Strahlen (gepunktete Linie) und die Summe beider Strahlen (durchgezogene Linie), mit $s_0 = 2$ und $\delta = -\gamma$. Die gestrichelte Linie zeigt die Linearität der Kraft um $v = 0$.

Diese auf das Atom wirkende Kraft wird als Spontankraft, als Strahlungsdruck oder als Streukraft bezeichnet. Das Maximum dieser Kraft ist für $s_0 \rightarrow \infty$ auf $\vec{F}_{max} = \hbar \vec{k} \gamma / 2$ begrenzt, d.h. die Lebensdauer $\tau = 1/\gamma$ des angeregten Niveaus stellt die fundamentale Begrenzung dar. Durch den Faktor 2 wird berücksichtigt, dass ein Atom jeweils 50 % seiner Zeit im Grundzustand bzw. im angeregten Zustand verweilt. Ein weiteres Erhöhen der Intensität und somit der Absorptionsrate führt nicht zu einer größeren Kraft, sondern zu einer Erhöhung der Rate der stimulierten Emission. Bei der stimulierten Emission ist, wie bereits erwähnt, der Impulsübertrag dem der Absorption entgegengesetzt und somit wirkungslos.

Für ein Atom im Lichtfeld zweier gegenläufiger Laserstrahlen der Intensität I kann die stimulierte Emission für kleine Lichtintensitäten ($I \ll I_s$) vernachlässigt werden. In diesem Fall können die durch die zwei Lichtstrahlen verursachten Kräfte nach dem Superpositionsprinzip addiert werden. Bei Vernachlässigung der Terme der Ordnung $(kv/\gamma)^4$ ergibt sich für die Summe der beiden Laserstrahlen folgende Kraft

$$\vec{F}_{ges} = \vec{F}_+ + \vec{F}_- = \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 \vec{v}}{\gamma(1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2)^2} \equiv -\beta \vec{v}. \quad (2.6)$$

Diese Gesamtkraft entspricht dem Produkt der Ausbreitungsgeschwindigkeit \vec{v} der Atome und einem Dämpfungskoeffizienten β . Das heißt, diese Kraft ist proportional zur Geschwindigkeit und kann als Reibungskraft interpretiert werden.

2.1.2 Der Dämpfungskoeffizient

Bei negativer Verstimmung ($\delta < 0$) führt diese Kraft zu einer viskosen Dämpfung der Bewegung der Atome im Lichtfeld. Diese Technik wird als optische Melasse bezeichnet. Dies ist gleichbe-

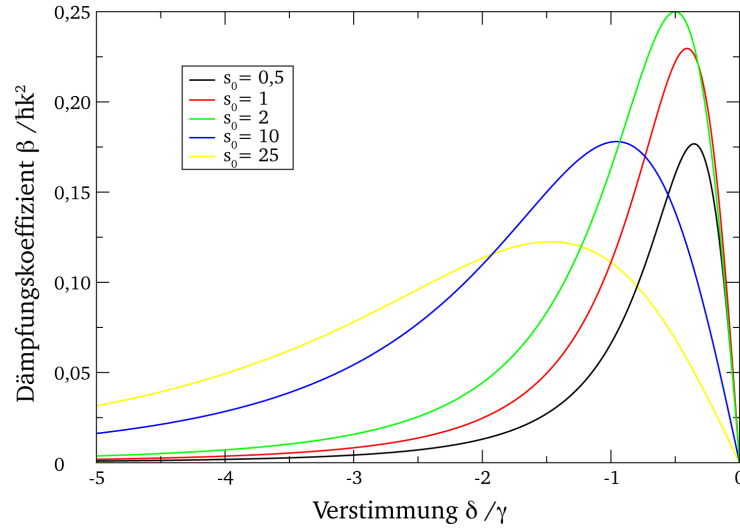


Abbildung 2.2.: Dämpfungskoeffizient β als Funktion der Verstimmung δ für einige Vielfache des Sättigungsparameters s_0 . Der Dämpfungskoeffizient wird maximal für einen Sättigungsparameter $s_0 = 2$ und einer Rotverstimmung des Lasers um $\delta = -\gamma/2$.

deutend mit einer Kühlung der Atome. Durch ihre geringe Dichte geht diese Gaswolke bei der Abkühlung nicht in die feste Phase über, sondern bleibt gasförmig, obwohl ihre Temperatur weit unter die Schmelztemperatur sinkt. Die Abhängigkeit der Dämpfungskraft von der Geschwindigkeit ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die zwei gepunkteten Linien zeigen den Kraftverlauf der einzelnen Strahlen, die durchgezogene Linie die Summe beider Strahlen. Die Linearität der Kraft um $v = 0$ ergibt sich aus Gleichung (2.6) und wird durch die gestrichelte Linie angezeigt. Diese Dämpfung ist bestimmt durch den Dämpfungskoeffizienten β , der in einer sich frei ausbreitenden Welle gegeben ist durch

$$\beta = -\hbar k^2 \frac{4s_0(\delta/\gamma)}{(1 + s_0 + (2\delta/\gamma)^2)^2}. \quad (2.7)$$

Die Abhängigkeit des Dämpfungskoeffizienten von dem Sättigungsparameter s_0 (dem Verhältnis der Lichtintensität I zu der Sättigungsintensität I_s) innerhalb einer sich frei ausbreitenden Welle ist der Abbildung 2.2 zu entnehmen. Der Dämpfungskoeffizient wird maximal für einen Sättigungsparameter $s_0 = 2$ und einer Rotverstimmung des Lasers um $\delta = \gamma/2$. Bei geringer Rotverschiebung und kleinen Intensitäten zeigt der Dämpfungskoeffizient einen linearen Verlauf.

2.1.3 Grenzen des Kühlprozesses

Bei der Dopplerkühlung stehen zwei Prozesse in Konkurrenz zueinander: der Kühleffekt der durch die Absorption von Photonen verursacht wird und der Heizprozess, der durch den Rückstoß bei der Emission von Photonen verursacht wird. Jedes einzelne Photon wird dabei in eine zufällige Richtung emittiert. Diese stochastische Bewegung führt zu einer Art Brown'schen Bewegung im Geschwindigkeitsraum (sog. *random-walk*). Die Dopplerkühlung erreicht folglich ihre Grenze, wenn der Kühlprozess und der Heizprozess im Gleichgewicht sind. Diese Grenze

wird als Dopplerlimit oder Dopplertemperatur T_D bezeichnet und tritt bei einer Verstimmung von $\delta = -\gamma/2$ der Laserfrequenz zu der atomaren Resonanzfrequenz auf [11]:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_B} \quad (2.8)$$

Diese Temperatur korrespondiert mit der Energie, die der natürlichen Linienbreite des atomaren Übergangs zugeordnet werden kann. Das Dopplerlimit stellt im Allgemeinen nicht die absolute Untergrenze für die durch Laserkühlung erreichbaren Temperaturen dar. Durch Polarisations-Gradienten-Kühlung können Temperaturen unterhalb der Dopplertemperatur erreicht werden, deren theoretische Untergrenze durch die sogenannte Rückstoß-Temperatur T_R bestimmt ist [23, 30, 31]:

$$T_R = \frac{(\hbar k)^2}{2mk_B} \quad (2.9)$$

Die Rückstoßtemperatur ist identisch mit der kinetischen Energie des Rückstoßes, verursacht durch die Emission der Photonen. Die Polarisations-Gradienten-Kühlung setzt voraus, dass der verwendete Kühlungsübergang im unteren Niveau magnetische Unterzustände hat ($J = 1$). Ist dies nicht der Fall, lässt sich die Temperatur durch Methoden der Polarisations-Gradienten-Kühlung nicht weiter senken. Die Temperatur lässt sich durch Methoden der Verdampfungskühlung [32], der Raman-Kühlung [33] und durch *velocity selective coherent population trapping* [34] (VSCPT) weiter absenken.

2.2 Die magneto-optische Falle

Die Dopplerkühlung führt zu einer reinen Kühlung der Atome, einer sogenannten Kompression im Geschwindigkeitsraum. Kombiniert man eine optische Melasse mit einem inhomogenen Magnetfeld, so lassen sich die Atome zusätzlich räumlich eingrenzen. Ein solches System wird als magneto-optische Falle (MOT) bezeichnet und eignet sich zum Fangen der gekühlten Atome. Die Kompression im Ortsraum ist möglich, da ein atomarer Zustand der Energie E_i innerhalb eines Magnetfeldes B folgende Zeeman-Verschiebung erfährt [35]:

$$\Delta E_i = -\mu \cdot B = g_F \mu_B m_J B, \quad (2.10)$$

mit dem Landé-Faktor g_F , dem Bohr'schen Magneton μ_B und der Projektionsquantenzahl m_J des Spins J in Feldrichtung. Die z-Abhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung für einen Übergang von einem Grundzustand mit $J = 0$ in einen angeregten Zustand mit $J = 1$ ist in der Abbildung 2.3 dargestellt. Das Magnetfeld führt zu einer ortsabhängigen Zeeman-Aufspaltung des angeregten Zustandes mit $J = 1$ in die magnetischen Unterzustände $m_f = \pm 1$. Atome innerhalb dieses Magnetfeldes werden von zwei gegenläufigen Laserstrahlen in $\pm z$ -Richtung bestrahlt. Diese Kühllaser mit der Frequenz ω_L sind gegenüber der Resonanzfrequenz des Übergangs rot-verstimmt. Ein Atom im Zentrum bei $z = 0$ absorbiert Licht mit der Helizität² σ^+ und σ^- gleich gut, so dass der durch Absorption übertragene Impuls im zeitlichen Mittel gleich Null ist. Be-

² Die Helizität bzw. der Drehsinn des Lichtes bezieht sich hier auf die Quantisierungsachse des Atoms und nicht auf die Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlen.

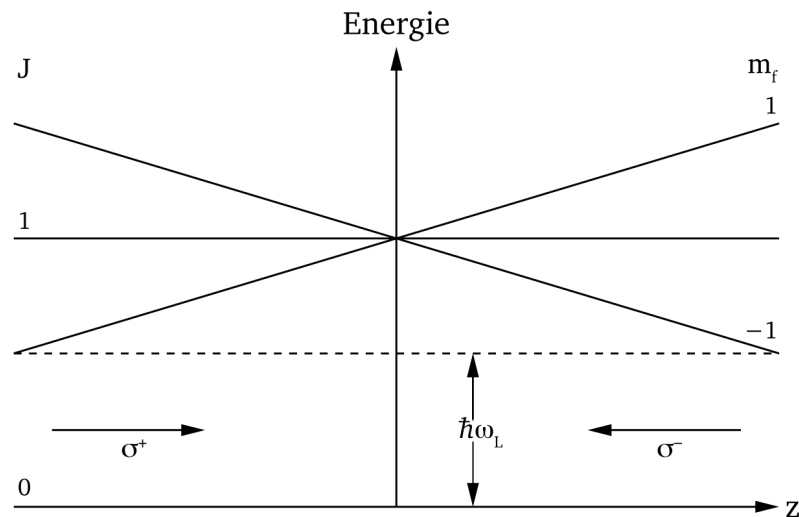


Abbildung 2.3.: Energieschema eines hypothetischen Atoms mit Spin $J = 0$ im Grundzustand und $J = 1$ im angeregten Zustand innerhalb eines magnetischen Feldes [7]. Das Magnetfeld führt zu einer ortsabhängigen Zeeman-Aufspaltung des angeregten Zustandes mit $J = 1$ in die magnetischen Unterzustände $m_f = \pm 1$. Die Helizität σ^+ und σ^- der Laserstrahlen bezieht sich auf die Quantisierungsachse des Atoms. Die Frequenz ω_L des Kühllaser ist gegenüber der Resonanzfrequenz des Übergangs rotverstimmt.

wegt sich ein Atom (verursacht durch Aufheizprozesse) in Richtung $z < 0$, befindet es sich im Zustand $m_f = +1$ und absorbiert Licht mit der Helizität σ^+ . Das Atom erfährt einen mittleren Impulsübertrag, wodurch es zurück ins Zentrum getrieben wird. Bewegt sich ein Atom in die andere Richtung aus dem Zentrum heraus, dann befindet es sich im Zustand $m_f = -1$ und absorbiert Licht mit der Helizität σ^- . Es erfährt ebenfalls eine rücktreibende Kraft ins Zentrum. Die Umkehrung der Magnetfeldrichtung entspricht einer Drehung der Quantisierungsachse. Bezieht man die Helizität auf die Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlen, so weisen die gegenläufigen Strahlen eine gleiche zirkulare Polarisierung auf.

Eine dreidimensionale magneto-optische Falle (MOT) kombiniert nun ein inhomogenes Magnetfeld mit drei gegenläufigen Laserstrahlpaaren, die durch Strahlteilung vom selben Laser erzeugt werden (siehe Abb. 2.4). Das inhomogene Magnetfeld wird durch ein Anti-Helmholtz-Spulenpaar erzeugt. Dieses Spulenpaar besteht aus zwei Spulen mit gleichem Durchmesser, wobei idealerweise der Abstand der Spulen dem Spulenradius entspricht. Im Gegensatz zu der Helmholtz-Spulen-Anordnung werden die beiden Spulen in entgegengesetzter Richtung vom Strom durchflossen. Der Nullpunkt eines solchen Quadrupolfeldes befindet sich im Zentrum der beiden Spulen. Dieses Zentrum stellt ebenfalls den Kreuzungspunkt der Laser dar. Die Atome innerhalb einer MOT werden durch geschwindigkeits- und ortsabhängige rücktreibende Kräfte in allen drei Raumrichtungen thermisch gekühlt und im Zentrum der MOT räumlich komprimiert. Um Störfelder wie beispielsweise das Erdmagnetfeld zu kompensieren oder das Fallenzentrum zu verschieben, werden zusätzlich noch drei weitere Spulenpaare eingesetzt. Eine gute Übersicht und Zusammenfassung der relevanten Mathematik zur Berechnung von statischen Magnetfeldern zum Fangen von neutralen Atomen ist in Ref. [36] zu finden.

Es gibt im Wesentlichen zwei Möglichkeiten, eine MOT zu füllen. Hierbei kann das Hintergrundgas oder ein langsamer Atomstrahl als Reservoir dienen [37–39]. Die maximale Anzahl der Atome, die in einer MOT gefangen werden, hängt stark von der Flussdichte der zur Ver-

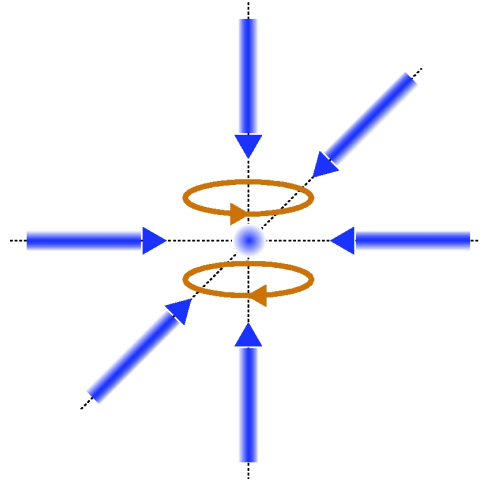


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung einer dreidimensionalen magneto-optischen Falle (MOT), bestehend aus drei entgegengesetzten Laserstrahlpaaren, die sich orthogonal kreuzen. Der Kreuzungspunkt der Strahlen befindet sich im Zentrum eines Anti-Helmholtzspulenpaares (nach Ref. [7]).

fügung stehenden Atomquelle ab. In den ersten Fällen wurde das Einfangen von Atomen und die Speicherfunktion in ein und derselben MOT realisiert. Die Anzahl der eingefangenen Atome einer MOT lässt sich um mindestens einen Faktor 1000 erhöhen, indem die Fangfunktion und die Speicherfunktion der MOT getrennt werden [40]. Dies ist möglich durch die Verwendung von Doppel-MOT-Systemen verschiedener Bauarten. Eine MOT wird zum Fangen von Atomen verwendet, die anschließend in die zweite MOT transferiert werden. Die Gaslast, verursacht durch die Atomquelle, ist in der Fangregion meist deutlich höher, so dass das Vakuum dort deutlich schlechter ist. Um die Ausbreitung dieser Gaslast in die Speicherregion zu verhindern, verwendet man als Verbindung eine differentielle Pumpstufe. Diese Pumpstufe besteht aus einer Rohrverbindung mit geringem Durchmesser und folglich kleinem Leitwert. Eine UHV-Kammer, die durch eine differentielle Pumpstufe in zwei Teile unterteilt ist, wird mit zwei Pumpsystemen betrieben. Mit einem solchen System lässt sich in der Speicherregion gegenüber der Fangregion ein um mehrere Größenordnungen besseres Vakuum erzeugen. Der Transfer- bzw. Atomstrahl kann durch die differentielle Pumpstufe hindurch in die Speicherregion gelangen.

Bei Magnetfeldgradienten in der Größe von einigen $10^6/\text{cm}$ beträgt die Fallentiefe einer MOT typischerweise einige Millikelvin. Dies entspricht Geschwindigkeiten von einigen $10^3/\text{s}$. In einer MOT werden typischerweise $N = 10^6 - 10^8$ Atome mit einer Temperatur im Mikrokkelvin-Bereich eingefangen. Bei einem kreisförmigen Volumen mit einem Durchmesser von ca. 1 mm werden Dichten bis zu $10^{11} \text{ Atome}/\text{cm}^3$ erreicht. Die Dichteverteilung in einer MOT gleicht dabei im Allgemeinen einer Gaußfunktion. Die erreichbare Dichte in einer magneto-optischen Falle ist unabhängig von der Atomzahl und im wesentlichen durch zwei Prozesse begrenzt. Zum einen führen elastische Kollisionen der gefangenen Atome untereinander und mit dem heißen Hintergrund zu Verlusten. Zum anderen führen Mehrfachstreuungen von Photonen im Zentrum der MOT zu einer effektiven Abstoßung (*radiation trapping*). Ist die Anzahl der gefangenen Atome in der MOT konstant, so bedeutet dies, dass ein Gleichgewicht zwischen den Einfang- und den Verlustprozessen herrscht [41–44]. Die Abhängigkeit der Atomanzahl und deren Dichte in einer MOT vom Strahldurchmesser, der Laserintensität, der Rotverschiebung und des Magnetfeldgradienten ist Ref. [45] zu entnehmen.

3 Das Element Quecksilber

Quecksilber fand Verwendung in einer Reihe historischer Experimente. Nachdem es Heike Kamerlingh Onnes gelang Helium zu verflüssigen, untersuchte er den elektrischen Widerstand von Quecksilber bei tiefen Temperaturen. Im Jahre 1911 stellte er fest, dass der elektrische Widerstand bei Temperaturen unter 4,2 K auf Null sinkt. Quecksilber wurde damit zum ersten Supraleiter [46]. Im Jahre 1913 erhielt Heike Kamerlingh Onnes den Nobelpreis in Physik für seine *Untersuchungen der Eigenschaften von Materie bei tiefen Temperaturen, die unter anderem zur Herstellung von flüssigem Helium führten*. James Franck und Gustav L. Hertz erhielten im Jahre 1925 den Nobelpreis in Physik für ihre *Entdeckung der Gesetze, die den Aufprall eines Elektrons auf ein Atom bestimmen*. In dem verwendeten Aufbau werden Stöße zwischen Elektronen und Quecksilberdampf in einem Glaskolben untersucht. Dieses Experiment ist als Franck-Hertz-Versuch bekannt [47]. Wilhelm Hanle verwendete Quecksilber in seiner Arbeit über die *magnetische Beeinflussung der Polarisierung der Resonanzfluoreszenz*. Die Ergebnisse seiner Dissertation wurden im Jahre 1924 veröffentlicht und sind als Hanle-Effekt bekannt [48]. Alfred Kastlers Experimente mit Quecksilber in den 50er Jahren lieferten die Technik des optischen Pumpens und bildeten damit eine wichtige Grundlage für die Entwicklung des Lasers. Alfred Kastler erhielt im Jahre 1966 den Nobelpreis in Physik für die *Entdeckung und Entwicklung optischer Methoden zum Studium Hertzscher Resonanzen in Atomen*. Seit dem Jahre 2006 ist der optische Uhrenübergang in $^{199}\text{Hg}^+$ als sekundärer Zeitstandard zugelassen. Der Vergleich dieses Uhrenübergangs mit dem eines Al-Ions lieferte im Jahre 2008 die aktuelle Obergrenze einer möglichen zeitlichen Variation der Feinstrukturkonstante [49]. Auf der Suche nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment (EDM) stellen die Messungen am ^{199}Hg -Isotop die aktuellste Obergrenze dar [50, 51].

Der $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ -Übergang in Quecksilber eignet sich als Kühlübergang. Da der Grundzustand keine Fein- und Hyperfeinstruktur aufweist, wird neben dem Kühllaser kein Rückpumlaser benötigt. Die Anforderungen an den Kühllaser sind aufgrund der geringen natürlichen Linienbreite dieser Interkombinationslinie mit 1,27 MHz und der Wellenlänge von 253,7 nm sehr hoch und resultieren in einer relativ hohen Sättigungsintensität von $10,2 \text{ mW}/\text{cm}^2$. Quecksilber bietet fünf bosonische und zwei fermionische stabile fangbare Isotope und zusätzlich den Uhrenübergang $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ mit einer Wellenlänge von 265,6 nm.

In diesem Kapitel werden alle für das Kühlen und Fangen relevanten Eigenschaften von Quecksilber aufgeführt. Kalte Atome in einer MOT eignen sich für eine Vielzahl von Anwendungen, die im Folgenden betrachtet werden. Die Entwicklungen zur Erzeugung kalter Moleküle werden vorgestellt, insbesondere wird die Generierung kalter Hg-Dimere durch Photoassoziation diskutiert. Hg-Dimere eignen sich beispielsweise zur Durchführung eines Bell-Experiments. Aufgrund der hohen Kernladung eignen sie sich außerdem besonders zur Detektion eines elektrischen Dipolmoments. Die Entwicklung eines optischen Zeitstandards basierend auf einzelnen Ionen oder kompletten Ensembles neutraler Atome werden präsentiert. Die Vorteile der Verwendung von kalten neutralen Hg-Atomen in einer optischen Gitteruhr werden dargestellt. Der Vergleich verschiedener Zeitstandards eignet sich zur Untersuchung einer möglichen zeitlichen Variation der Feinstrukturkonstante. Die Verwendung einer Hg-MOT als Quelle für eine Ionenfeinstrahlanlage und die Erzeugung eines BECs werden diskutiert. Die Möglichkeit, die Isotopenselektivität der MOT zur Isotopenanreicherung von ^{196}Hg zu nutzen wird aufgezeigt.

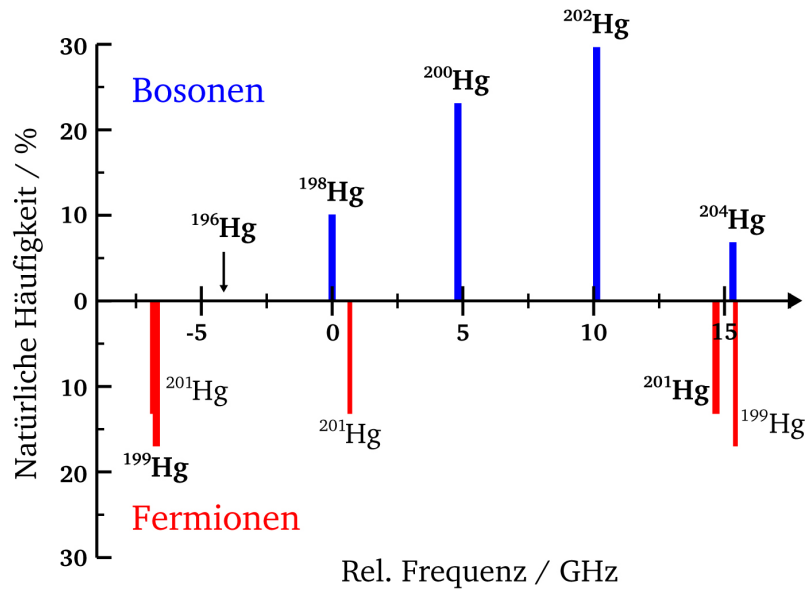


Abbildung 3.1.: Aufgetragen ist die relative Frequenz aller stabilen Hg-Isotope bezüglich des Isotops ^{198}Hg . Die natürliche Häufigkeit ist in Prozent aufgetragen. Bosonische und fermionische Isotope sind getrennt dargestellt. Die Hyperfeinaufspaltung der oberen Kühlniveaus aufgrund des Kernspins der fermionischen Isotope ^{199}Hg und ^{201}Hg ($I=1/2$ bzw. $3/2$) ist berücksichtigt. Genaue Zahlenwerte sind der Tabelle A.1 im Anhang zu entnehmen (nach Ref. [52, 53]).

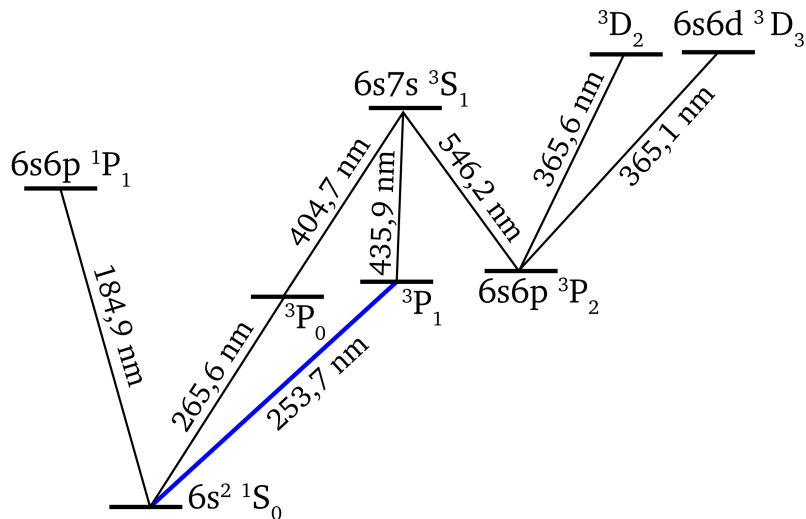


Abbildung 3.2.: Ein Auszug aus dem Termschema für Hg (nach Ref. [52, 54, 55]). Der geschlossene Kühlübergang $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ hat eine Lebensdauer von 125 ns, dies entspricht einer natürlichen Linienbreite von 1,27 MHz. Die Zustände $^3\text{P}_0$ und $^3\text{P}_2$ sind metastabil. Der Uhrenübergang $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_0$ weist eine Linienbreite von ≈ 100 mHz auf. Der Übergang von $^3\text{P}_1$ nach $^3\text{D}_3$ kann ebenfalls als Kühlübergang verwendet werden. Die Lebensdauer des oberen Niveaus mit 7,69 ns entspricht einer natürlichen Linienbreite von 20,7 MHz.

Tabelle 3.1.: Einige für den Aufbau einer Atomfalle relevanten Quecksilber-Daten (nach Ref. [52, 56]). $T_D = \hbar\gamma/2k_B$, $v_D = \sqrt{k_B T_D/M}$, $T_R = \hbar^2 k^2/Mk_B$, $v_R = \hbar k/M$ mit $M = 200,59 u$ (nach Ref. [24]).

Kühlübergang	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$
Übergangsrate γ	8 MHz
natürl. Linienbreite $\gamma_{nat} = \gamma/2\pi$	1,27 MHz
Lebensdauer τ	125 ns
Sättigungsintensität I_S	10,19 mW/cm ²
Dopplertemp. T_D	30,55 μ K
Dopplergeschw. v_D	3,56 cm/s
Rückstoßtemp. T_R	1,48 μ K
Rückstoßgeschw. v_R	7,84 mm/s
Dampfdruck @ 200 K	$2,54 \times 10^{-8}$ mbar
\bar{v}	146,6 m/s

3.1 Eigenschaften

Das chemische Element Quecksilber (Hg vom lat. Hydrargyrum, abgeleitet vom griechischen hydros = Wasser und argyros = Silber) gehört zu der Gruppe der Metalle. Der Schmelzpunkt liegt bei $T_S = -38,87^\circ\text{C}$ und der Siedepunkt bei $T_{Sied} = 356,58^\circ\text{C}$. Quecksilber ist das einzige bei Zimmertemperatur flüssige Metall und weist einen ungewöhnlich hohen Dampfdruck auf, so dass es bei Raumtemperatur verdunstet. Der nötige Dampfdruck lässt sich über die Temperatur des Reservoirs wählen. Quecksilber muss gekühlt werden, um für Atomfallen typische Teilchendichten zu erreichen. Bei einer Temperatur von 200 K beträgt der Dampfdruck $2,54 \times 10^{-8}$ mbar [57]. Die entsprechende Dampfdruckkurve ist der Abbildung A.1 im Anhang zu entnehmen.

Da der Gesamtdrehimpuls J des Grundzustandes gleich Null ist, weist keines der Hg-Isotope eine Hyperfein- oder Feinstruktur im Grundzustand auf. Natürliches Quecksilber verfügt über fünf bosonische und zwei fermionische Isotope. Die Resonanzfrequenz des Kühlübergangs ist für jedes Isotop verschieden. Mit einem schmalbandigen Laser sind alle Isotope getrennt voneinander anzuregen. Auf dem Balkendiagramm in Abbildung 3.1 ist der Frequenzunterschied in GHz relativ zum Isotop ^{198}Hg aufgetragen. Die relative Häufigkeit der einzelnen Isotope ist ebenfalls zu entnehmen. Bosonische und fermionische Isotope sind getrennt dargestellt. In der Darstellung ist berücksichtigt, dass die fermionischen Isotope ^{199}Hg und ^{201}Hg einen Kernspin I von 1/2 bzw. 3/2 aufweisen. Dies führt zu einer Hyperfeinstruktur des angeregten Zustandes. Die Atome im 3P_1 -Zustand können nur zurück in den Grundzustand zerfallen. Da dieser keine Hyperfein- oder Feinstruktur aufweist, ist der Kühlübergang in sich geschlossen und es ist kein zusätzlicher Rückpumpplaser nötig. Das Termschema in Abbildung 3.2 zeigt die relevanten Energieniveaus und die dazugehörigen Übergangswellenlängen.

Alle relevanten Daten für ein Atomfallenexperiment unter Verwendung der 1S_0 - 3P_1 -Interkombinationslinie können Tabelle 3.1 entnommen werden. Hierzu zählen die Lebensdauer τ des oberen Zustands, die Sättigungsintensität I_S , die Doppler-limitierte Temperatur T_D und Geschwindigkeit v_D , das Rückstoßlimit T_R und die dazugehörige Geschwindigkeit v_R . Außerdem die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} für Quecksilber-Atome in einem Reservoir mit einer Temperatur

von 200 K. Aus der recht langen Lebensdauer des oberen Kühlniveaus mit 125 ns ergibt sich eine schmale natürliche Linienbreite von 1,27 MHz und daraus eine vergleichsweise geringe Doppler-limitierte Temperatur von 30,55 μ K. Die hohe Masse von Quecksilber führt zu einem geringen Rückstoßlimit von 1,48 μ K.

Ytterbium (Yb) und Strontium (Sr) weisen im Vergleich zu Quecksilber ein ähnliches Term-schema auf. Sowohl für Yb, als auch für Sr konnte eine MOT unter Verwendung des 1S_0 - 1P_1 Singlett-Übergangs realisiert werden [58, 59]. Zur Laserkühlung von Hg wird die 1S_0 - 3P_1 Interkombinationslinie mit einer Übergangswellenlänge von 253,73 nm verwendet. Die Lebensdauer dieses Triplett-Übergangs ist bei Yb mit 875 ns und bei Sr mit 21 μ s verglichen mit 125 ns für Hg ungleich länger. Aus diesem Grund werden zum effektiven Kühlen und Fangen von Yb und Sr die Atome erst unter Einsatz des Singlett-Übergangs vorgekühlt und mit dem Triplett-Übergang in der MOT gefangen und weiter gekühlt [60, 61]. Im Gegensatz zu Yb und Sr eignet sich der Singlet-Übergang bei Hg nicht als Kühlübergang, da die Übergangswellenlänge mit 184,9 nm unerreichbar im Vakuum-UV liegt (siehe Abb. 3.2).

3.2 Kalte Moleküle

Zur Erzeugung kalter Moleküle werden direkte und indirekte Methoden unterschieden [62]. Bei der direkten Methode werden bereits vorhandene Moleküle gekühlt. Zu diesen Methoden zählen: *Buffer-gas cooling* [63], Verdampfungskühlung von Molekülen eingebettet in Helium-nanodroplets [64], *sympathetic cooling* [65] und *stark deceleration* [66]. Indirekte Methoden hingegen nutzen kalte gefangene Atome in einer MOT, um kalte Moleküle zu erzeugen. Hierzu zählen die magnetische Feshbach Resonanz [67] und die Photoassoziation (PA). Im Folgenden wird detaillierter auf die Photoassoziation eingegangen.

Im Jahre 1987 wurde vom ersten erfolgreichen Kühlen und Fangen kalter Natrium-Atome in einer MOT berichtet [7]. Dies führte zur direkten Untersuchung der Verlustmechanismen und Kollisionen der Atome untereinander [41, 42, 44]. Die Veröffentlichung erster theoretischer Überlegungen zur Photoassoziation von kalten Natrium-Atomen im Jahre 1987 war der Beginn der PA-Spektroskopie mit kalten Atomen [68]. Stoßen zwei Atome im Grundzustand unter der Einstrahlung des PA-Lasers zusammen, so können die Atome ein Photon absorbieren, um in einen gebundenen angeregten Molekülzustand zu wechseln. Das Erzeugen von Dimeren aus kalten Atomen in einer MOT führt zu zusätzlichen Verlusten. Da die erzeugten Dimere nicht von der MOT gehalten werden, verwendet man optische Dipolfallen zur Speicherung von kalten Molekülen [69]. Die Wellenlänge des PA-Lasers ist idealerweise ungleich der MOT-Laserwellenlänge, um ein Aufheizen der Atome in der MOT zu verhindern. Die erzeugten Moleküle zerfallen nach kurzer Zeit. Ist der Abstand der Atome des Dimers nur gering, kann das Molekül im angeregten Zustand unter Aussendung von Strahlung in zwei Atome zerfallen, deren kinetische Energie die Falltiefe übersteigt. Dieser Verlustprozess wird als *radiative escape* bezeichnet. Der Verlust durch *state-changing collision* ist ein strahlungsfreier Zerfall des Dimers in zwei ungebundene Atome mit hoher kinetischer Energie, die ebenfalls der Falle entkommen [70]. Alternativ ist ein Übergang in ein stabiles gebundenes Grundzustandsmolekül möglich. Erste experimentelle Ergebnisse zur PA-Spektroskopie von Rb_2 und Na_2 wurden im Jahre 1993 veröffentlicht [71, 72]. Da sich die PA-Spektroskopie als ein sehr nützliches Werkzeug erwiesen hat, findet sie vielfältigen Einsatz [73, 74].

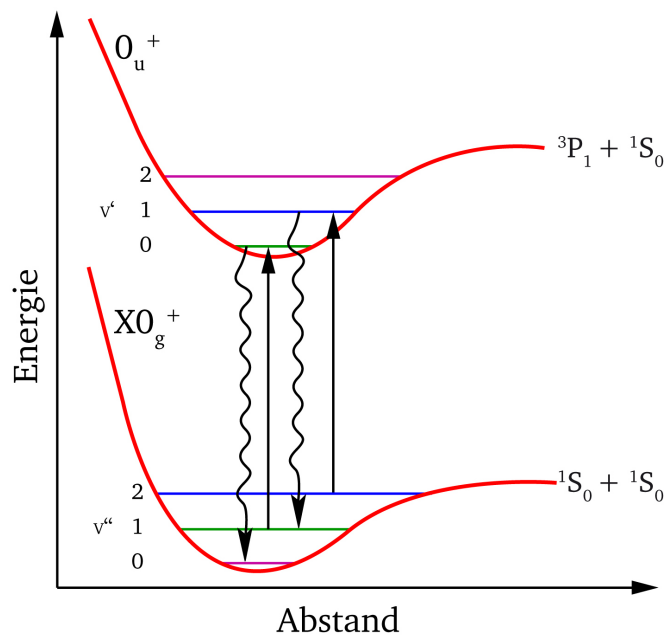


Abbildung 3.3.: Aufgetragen ist die Energie als Funktion des Abstandes zweier Atome. Hierbei entspricht die untere Potentialkurve zwei Atomen im Grundzustand $1S_0$ und die obere Potentialkurve der Kombination aus einem Atom im Grundzustand $1S_0$ und einem im angeregten Zustand $3P_1$. Da die Franck-Condon Faktoren für Übergänge von $v' = i \leftarrow v'' = i$ maximal sind, ist ein Kühlen der Dimere in den Schwingungsgrundzustand möglich (siehe Tabelle A.2).

3.2.1 Kalte Quecksilber-Dimere

Durch Kollision gefangener kalter Quecksilber-Atome in einer MOT bilden sich Dimere. Die Atome gehen unter dem Einfluss des Fallenlaser bei 253,7 nm in einen von zwei gebundenen angeregten Zustände über. Zur Auswahl stehen der 0_u^+ -Zustand und der 1_u -Zustand. Der 1_u -Zustand soll im Folgenden nicht weiter betrachtet werden, da die Atome in diesem Zustand durch *radiative escape* verloren gehen. Die Dimere im 0_u^+ -Zustand hingegen zerfallen in gebundene Vibrationszustände des Grundzustands XO_g^+ , vorwiegend in die Vibrationszustände $v'' = 5 - 7$. Diese durch Photoassoziation erzeugten kalten Dimere zeichnen sich durch eine geringe Translation und Rotation aus. Die geringe Translation der Dimere basiert auf der Erzeugung aus einem Paar langsamer Atome innerhalb einer MOT.

Aufgrund der extrem geringen Stoßenergien während der Photoassoziation werden die Dimere in den Rotationszustand $N' = 1$ des angeregten 0_u^+ Zustands versetzt. Bei homonuklearen Dimeren sind Übergänge mit $\Delta N = 0$ (Q-Zweig) verboten. Daher führt ein spontaner Zerfall der Dimere in den gebundenen Grundzustand zu einem Rotationszustand von $N'' = 0$ oder $N'' = 2$. Das Verhältnis der Rotationszustände $N'' = 0$ und $N'' = 2$ ist durch den Hönl-London-Faktor gegeben und beträgt 1 : 2.

Übergänge zwischen verschiedenen Schwingungszuständen im Molekül können nach dem Franck-Condon-Prinzip bestimmt werden [75–78]. Da sich die Potentialkurven des Grundzustands XO_g^+ und des angeregten Zustands 0_u^+ sehr gleichen, sind die Franck-Condon-Faktoren für Übergänge von $v' = i \rightarrow v'' = i$ im Hg-Dimer immer maximal (siehe Tabelle A.2 im Anhang) [79]. Ein von rot nach blau Verstimmen eines an einen geeigneten Übergang ange-

passten Lasers bei 254,1 nm führt zur Kühlung des Vibrationszustandes (siehe Abbildung 3.3). Wird ein Molekül im Schwingungszustand $\nu'' = 2$ des Grundzustandes mit einem Laser in den $\nu = 1$ -Zustand des angeregten Niveaus gehoben, dann zerfällt es anschließend spontan und mit größter Wahrscheinlichkeit in den $\nu'' = 1$ -Zustand. Als nächstes wird das Molekül in den $\nu = 0$ -Zustand gehoben und zerfällt hauptsächlich in den $\nu'' = 0$ -Zustand des Grundzustandes. Durch wiederholte Anregung und spontanen Zerfall kann durch diesen Prozess ein systematisches Kühlen in den Schwingungsgrundzustand erreicht werden [80, 81]. Da der Kühllaser von rot nach blau verstimmt wird, ist für die Hg-Dimere der P-Zweig ($\Delta N = -1$) immer vor dem R-Zweig ($\Delta N = +1$) in Resonanz, d.h. ein Anregen höherer Rotationszustände ist nicht möglich.

Die Struktur von Quecksilber bietet die Möglichkeit, durch einfaches Verstimmen eines angepassten Lasers Hg-Dimere in den Vibrationsgrundzustand zu überführen, ohne die Rotationszustände aufzuheizen. Dies ist bisher nur durch weitaus komplexere Techniken möglich. Hierzu zählt die Erzeugung kalter K_2 -Moleküle und deren Präparation in den Schwingungsgrundzustand des elektronischen Grundzustandes mit komplexer zweistufiger Photoassoziation [82]. Ein solcher Zustand konnte analog für polare RbCs-Moleküle [83] und Cs_2 -Dimere erreicht werden [84]. Ultrakalte polare LiCs-Moleküle lassen sich sogar mit einstufiger Photoassoziation in den Schwingungs- und Rotationsgrundzustand des elektronischen Grundzustandes pumpen [85]. Rb_2 -Dimere [86], Cs_2 -Dimere [87] und polare KRb-Moleküle [88] lassen sich mit STIRAP (*Stimulated Raman Adiabatic Passage*) in den Vibrationsgrundzustand überführen. Das STIRAP-Schema erlaubt den vollständigen adiabatischen Besetzungstransfer zwischen zwei Zuständen eines Drei-Niveau-Systems. Mit Hilfe zweier Laserpulse werden die beiden Zustände über einen Zwischenzustand gekoppelt. Aufgrund der umgekehrten Pulsreihenfolge sind Verluste durch spontanen Zerfall des Zwischenzustands nicht möglich, da dieser nie besetzt wird [89]. Im Gegensatz zu STIRAP lassen sich nach spektraler Pulsformung von ultrakurzen Laserpulsen (im Femto- und Picosekunden-Bereich) gleichzeitig mehrere Übergänge kohärent adressieren. Unter Verwendung eines *pump-dump*-Prozesses ließen sich die Moleküle durch einen ersten Puls erzeugen [90] und anschließend durch einen zweiten Puls in den absoluten Grundzustand überführen [91]. Im Experiment konnten mit einer solchen ultrakurzen Photoassoziation Rb-Dimere erzeugt werden, die Überführung in den Grundzustand muss noch gezeigt werden [92, 93].

3.2.2 Bell-Experiment

Im Jahre 1935 veröffentlichten Albert Einstein, Boris Podolsky und Nathan Rosen [94] ein Gedankenexperiment, das als EPR-Experiment bekannt wurde. Es werden zwei Teilchen betrachtet, die durch kurze Wechselwirkung im Ort und im Impuls verschränkt sind. Die Messung einer Observable eines Teilchen erlaubt folglich die gleichzeitige Vorhersage der komplementären Observable des zweiten Teilchens. Kann Fernwirkung zwischen den beiden Teilchen aufgrund von Lokalität ausgeschlossen werden, sind sowohl der exakte Impuls als auch der exakte Ort Elemente der Realität. Dies ist aber nach der Heisenberg'schen Unschärferelation im Rahmen der Quantenmechanik unmöglich. Folglich wäre die Quantenmechanik unvollständig, da sie nicht alle Elemente der physikalischen Realität enthält. Gut 20 Jahre später schlug David J. Bohm vor das EPR-Experiment unter Verwendung eines Dimers durchzuführen. Hierbei muss der Gesamtspin gleich Null sein. Dies ist gegeben, wenn die zwei Atome des Dimers Spin-1/2-Teilchen darstellen [95]. Darauf basierend formulierte John Bell im Jahr 1964 die sogenannten Bell'schen Ungleichungen [96, 97]. Diese Ungleichungen machen das EPR-Gedankenexperiment im Labor

überprüfbar. Anhand der von Bell aufgestellten Ungleichungen lässt sich zeigen, ob die Messergebnisse mit klassischen Theorien oder mit der Quantenmechanik vereinbar sind. Meist wird auf die Formulierung der Bell'schen Ungleichungen von John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony und Richard A. Holt (CHSH) zurückgegriffen [98].

Kalte Hg-Dimere eignen sich zum Testen der Bell'schen Ungleichungen für Atome, da ^{199}Hg -Atome im 6^1S_0 -Zustand ideale Spin-1/2-Teilchen darstellen [99?]. Der Gesamtdrehimpuls J ist gleich Null ($J = S + L$ mit dem elektronischen Gesamtspin S und dem Bahndrehimpuls L) und der Kernspin I beträgt 1/2 [81]. Hg-Dimere aus zwei Atomen des Isotops ^{199}Hg haben im Grundzustand einen Gesamtkernspin von Null. Die kontrollierte Photodissoziation der Dimere erzeugt zwei im Kernspin verschränkte Atome. Die Messung der Kernspin-Korrelation der beiden verschränkten Atome muss selektiv erfolgen, dies gelingt durch zweistufige Photoionisation.

3.2.3 CP-Verletzung

Die Existenz eines permanenten elektrischen Dipolmoments (EDM) in einem Elementarteilchen (z.B. dem Elektron) kommt einer CP-Verletzung gleich [100, 101]. Die Verstärkung des EDMs in einem sphärischen Atom ist proportional zu $\alpha^2 Z^3$, mit der Feinstrukturkonstante α und der Kernladungszahl Z . Wird die Polarisierbarkeit in einem diamagnetischen Atom berücksichtigt, so führt dies zu einer zusätzlichen Verstärkung um einen Faktor Z^2 , d.h. innerhalb eines diamagnetischen Atoms skaliert ein elektrisches Dipolmoment proportional zu Z^5 [102]. Schwere zweiatomige Moleküle eignen sich ebenfalls zur Suche nach dem elektrischen Dipolmoment eines Elektrons [62]. Erste Experimente zum Nachweis eines elektrischen Dipolmoments unter Verwendung thermischer Moleküle wurden schon in den achtziger Jahren durchgeführt [103]. Auf der Suche nach einem permanenten elektrischen Dipolmoment stellen die Messungen am ^{199}Hg -Isotop die aktuellste Obergrenze dar [50, 51]:

$$|d(^{199}\text{Hg})| < 3,1 \times 10^{-29} \text{ ecm} \quad (3.1)$$

3.3 Zeitstandard und Atomuhren

Im Jahre 1955 stellten L. Essen und J. V. L. Parry den ersten funktionstüchtigen Cäsium-Frequenzstandard vor [104]. Auf der *13th General Conference on Weights and Measures* im Jahre 1967 wurde die Sekunde neu definiert. Seitdem basiert die Sekunde auf dem Übergang zwischen beiden Hyperfeinstrukturniveaus des nichtradioaktiven ^{133}Cs -Isotops im Grundzustand. Im internationalen Einheitensystem (SI) ist die Sekunde definiert als das 9 192 631 770-fache der Periode dieses Übergangs. Hierbei handelt es sich folglich um einen Mikrowellen-Übergang mit einer Frequenz von 9,2 GHz. Entstehung und Entwicklung dieses noch bis heute gültigen Zeitstandards ist folgender Quelle [105] zu entnehmen.

Die Instabilität σ einer Atomuhr ist proportional zur Frequenz ν_0 und umgekehrt proportional zur Linienbreite $\delta\nu$ des verwendeten atomaren Übergangs:

$$\sigma \propto \frac{\delta\nu}{\nu_0} \frac{1}{S/N}, \quad (3.2)$$

hierbei entspricht S/N dem Verhältnis des Signals zum Rauschen. Eine höhere Stabilität entspricht kleineren Werten σ . Generell lässt sich sagen, dass die Stabilität einer Atomuhr mit höheren Frequenzen und mit einem größeren S/N -Verhältnis wächst [106]. Eine Atomuhr, die auf optischen Frequenzen in der Größenordnung von 10^{15} Hz basiert, statt auf Mikrowellen mit ca. 10^{10} Hz würde nach Gleichung (3.2) zu einer deutlichen Reduktion der Instabilität führen. Jedoch waren bis zur ersten Umsetzung eines optischen Frequenzstandards noch einige technologischen Entdeckungen nötig.

Die Entwicklung der Laserkühlung führte zur Verwendung von gekühlten Cs-Atomen innerhalb der Metrologie. Die Verwendung von Atomen mit einer Temperatur im Millikelvin-Bereich führte zu einer Reduktion der systematischen Ungenauigkeit $\delta\nu/\nu_0$. Heute liegt diese bei Werten kleiner 4×10^{-16} . Solche Atomuhren, die noch immer auf dem selben Mikrowellenübergang von ^{133}Cs basieren, werden *fountain clocks* genannt [107, 108].

Erste Untersuchungen optischer Frequenzstandards sind erst möglich, seit extrem schmalbandige Laser im Subhertz-Bereich [109, 110] realisiert wurden, die wiederum erst durch die Verwendung extrem stabiler optischer Referenzresonatoren möglich sind [111, 112]. Zusätzlich ist ein optischer Frequenzkamm [113–116] zur direkten Messung optischer Frequenzen elementar, mit dessen Hilfe sich optische Frequenzen auf Radiofrequenzen zurückführen lassen. Radiofrequenzen wiederum können aufgrund der geringeren Frequenz elektronisch gezählt werden. Dies gelingt bisher mit einer Genauigkeit besser als 10^{-18} [117]. So wurde die Realisierung optischer Uhren möglich, die in einem Frequenzbereich arbeiten, der bis zu 5 Größenordnungen höher liegt, als die verwendeten Mikrowellen des aktuellen Zeitstandards. Somit bilden kalte Atome zusammen mit modernen optischen Methoden die Grundlage für eine neue Generation hochpräziser Atomuhren.

Die erste Generation optischer atomarer Frequenzstandards lässt sich in zwei Gruppen unterteilen. Auf der einen Seite die Systeme mit einzelnen Ionen in einer Paulfalle [118] (Al^+ , Ca^+ , Sr^+ , Yb^+ und Hg^+ [49, 119–121]). Die Uhrenübergänge in $^{88}\text{Sr}^+$, $^{171}\text{Yb}^+$ und $^{199}\text{Hg}^+$ wurden auf dem Treffen des *International Committee for Weights and Measures (CIPM)* im Jahr 2006 als sekundäre Repräsentation der Sekunde zugelassen [122]. Auf der anderen Seite Systeme mit ganzen Ensembles neutraler Atome in optischen Gittern [123, 124] (Hg , Sr , Mg , Yb und Ca [17, 18, 125–128]). In beiden Systemen wird mit Laserkühlung gearbeitet, um die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf ein Minimum zu reduzieren. Hierdurch werden Doppler-Effekte, die zur Verschiebung der Resonanzfrequenz führen, weitestgehend eliminiert.

Ein optischer Uhrenübergang innerhalb eines Atomkerns stellt das Ideal eines von der Umwelt entkoppelten Systems dar. An der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig werden hierzu spektroskopische Untersuchungen am Kern eines lasergekühlten positiv geladenen $^{229}\text{Th}^{3+}$ -Ions durchgeführt. Die Elektronenhülle des Ions sorgt für eine Abschirmung von externen magnetischen Feldern (bis zur ersten Ordnung) und von elektrischen Feldern (bis zur zweiten Ordnung). Das S/N Verhältnis ist jedoch auch hier begrenzt [129].

3.3.1 Optische Gitteruhren

Große Ensembles neutraler Atome haben den Vorteil des extrem großen S/N -Verhältnisses. Allerdings wird die Resonanzfrequenz des Uhrenübergangs durch den Fallenlaser im Gegensatz zur Ionenfalle stark gestört. Wird die Wellenlänge und die Polarisation einer rein optischen Falle sorgfältig gewählt, lässt sich die Verschiebung des Uhrenübergangs durch den AC-Stark-

Tabelle 3.2.: Aufgeführt ist die Frequenzverschiebung aufgrund von Schwarzkörperstrahlung bei Raumtemperatur für Uhrenübergänge einer Vielzahl von Elementen. Einige dieser Elemente werden bereits als atomarer Zeitstandard verwendet. Außer bei Cs handelt es sich immer um einen optischen Übergang. Die Daten der folgenden Tabelle sind der Referenz [130] entnommen.

Element	Übergang	$ \delta\nu/\nu \times 10^{18}$
Al ⁺	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	8(3)
In ⁺	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	< 70
Ag	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	190
Yb ⁺	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2F_{7/2}$	234(110)
Hg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	240
Mg	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	394(11)
Yb ⁺	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$	580(30)
Sr ⁺	$^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{5/2}$	670(250)
Ca	$^1S_0 \rightarrow ^3P_1$	2210(50)
Yb	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	2400(250)
Sr	$^1S_0 \rightarrow ^3P_0$	5500(70)
Cs	F = 4 \rightarrow F = 5	21210(260)

Effekt auslöschen [131]. Eine solche geeignete Wellenlänge wird nach Hidetoshi Katori als *magic wavelength* bezeichnet [123, 132, 133]. Bedingung hierfür ist, dass die Änderung des totalen elektrischen Drehmoments des verwendeten Uhrenübergang $\Delta J = 0$ ist. Basiert dieser atomare Übergang auf dem Grundzustand, ist der angeregte Zustand metastabil und weist eine sehr geringe Linienbreite auf.

Eine rein optische Falle unter Verwendung der *magic wavelength* vermeidet Einflüsse auf den Uhrenübergang durch optische Felder [127, 134]. Zusätzlich sind Kollisionen zwischen einzelnen Atomen bei zu großen Ensembles kritisch, um diese zu begrenzen, werden die Atome in ein optisches Gitter mit der *magic wavelength* geladen. So lässt sich das S/N-Verhältnis weiter erhöhen ohne die Dichte weiter zu erhöhen [125]. Mit dieser Technik sind Systeme mit neutralen Atomen denen mit wenigen Ionen klar überlegen [126, 135].

Der finale limitierende Faktor einer Atomuhr, basierend auf neutralen Atomen in einem optischen Gitter, ist die Verschiebung der Resonanzfrequenz des Uhrenübergangs durch die Schwarzkörperstrahlung der Umgebung [123]. Von allen relevanten Kandidaten zeigt der 1S_0 - 3P_0 -Übergang in Quecksilber die mit Abstand kleinste Verschiebung der Resonanzfrequenz aufgrund von Schwarzkörperstrahlung, bedingt durch die geringe Übergangswellenlänge von 265,6 nm (siehe Tabelle 3.2).

Der Uhrenübergang 1S_0 - 3P_0 ist ein Übergang mit $\Delta J = 0$ und ist somit verboten (siehe Abbildung 3.2). Allerdings ist dieser Übergang für die fermionischen Isotope ^{199}Hg und ^{201}Hg aufgrund von Hyperfein-Mischen schwach erlaubt. Die entsprechende Lebensdauer ist der Tabelle 3.3 zu entnehmen. Die Lebensdauer von 1,4 – 2,6 s entspricht einer Linienbreite von 61 – 114 mHz [55, 136]. Das Isotop ^{199}Hg ist aufgrund des geringeren magnetischen Moments und der höheren natürlichen Häufigkeit vorzuziehen (siehe Tabelle A.1).

Tabelle 3.3.: Die Lebensdauer τ der metastabilen Zustände für die fermionischen Isotope ^{199}Hg und ^{201}Hg . Die Lebensdauern korrespondieren mit Linienbreite von $61 - 114 \text{ mHz}$. (* [55], † [136]).

	$^3\text{P}_0$	$^3\text{P}_2$
^{199}Hg	$1,4 \text{ s}^* / 1,7 \text{ s}^\dagger$	$1,7 \text{ s}^*$
^{201}Hg	$2,1 \text{ s}^* / 2,6 \text{ s}^\dagger$	$2,5 \text{ s}^*$

Die *magic wavelength*, bei der die Verschiebung des Uhrenübergangs durch den AC-Stark-Effekt kompensiert wird, beträgt 360 nm [17]. Hierbei ist zu beachten, dass der AC-Stark-Effekt innerhalb einer stehenden Welle eines optischen Gitters selbst bei der *magic wavelength* nur in 1. Ordnung zu vernachlässigen ist [137]. Dies ist allerdings erst bei einer systematischen Ungenauigkeit im 10^{-17} -Bereich von Bedeutung und lässt sich kompensieren [138, 139]. Eine optische Gitteruhr basierend auf neutralen Hg-Atome erlaubt aufgrund des extrem geringen Einflusses der Schwarzkörperstrahlung eine systematische Ungenauigkeit im 10^{-18} -Bereich.

3.3.2 Variation der Feinstrukturkonstante

Eine mögliche Variation der Feinstrukturkonstante α lässt sich mit optischen Atomuhren messen, da der Abstand der beiden Energieniveaus eines optischen Uhrenübergangs von dieser abhängt. Hierzu werden zwei verschiedene optische Uhrenübergänge miteinander verglichen. Dabei sollten die zu vergleichenden Übergänge verschiedene relativistische Energieverschiebungen aufweisen, damit der nachzuweisende relative Frequenzunterschied maximal ist. Da relativistische Effekte im Atom mit $(\alpha Z)^2$ skalieren reagiert der optische Uhrenübergang in Quecksilber unter allen möglichen Kandidaten besonders empfindlich auf eine Variation der Feinstrukturkonstante [140, 141].

Die bis zum heutigen Tag genaueste Vermessung einer möglichen zeitlichen Variation der Feinstrukturkonstante gelang mit dem Vergleich des optischen Uhrenübergangs eines einzelnen Aluminium-Ions mit dem eines Quecksilber-Ions. Dieser Vergleich liefert als Obergrenze einer möglichen zeitlichen Variation [49]:

$$\dot{\alpha}/\alpha = (-1,6 \pm 2,3) \times 10^{-17} / \text{Jahr}. \quad (3.3)$$

Der Nachweis einer Variation der Feinstrukturkonstante könnte als Indiz für die Richtigkeit der Stringtheorie gewertet werden, die auf der Vereinheitlichung der Quantenmechanik mit der Gravitation basiert.

3.4 Eine MOT als Ionenquelle

Eine Ionenfeinstrahlanlage (FIB-*focused ion beam* [142]) eignet sich im Gegensatz zu einem Rasterelektronenmikroskop nicht nur zur Oberflächenanalyse, sondern auch zu deren Bearbeitung. Lasergekühlte neutrale Atome gefangen, in einer MOT, stellen eine neue hervorragende Quelle für einen fokussierten Ionenstrahl dar (MOTIS-*magneto-optical trap ion source* [8]). Auf-

grund der geringen Temperatur der Atome in einer MOT hat ein daraus erzeugter Ionenstrahl exzellente Strahleigenschaften. Hierzu werden Atome kontinuierlich in eine MOT geladen, die Atome im angeregten Zustand werden durch Photoionisation ionisiert und stehen für einen fokussierten Ionenstrahl zur Verfügung. Verwendet man leichte Elemente, eignet sich ein solcher fokussierter Ionenstrahl zur Mikroskopie, schwere Elemente eignen sich eher für Materialbearbeitung auf Nanometerskala. Quecksilber ist das bisher schwerste nichtradioaktive Element, das in einer MOT gefangen wurde und eignet sich daher besonders zur Materialbearbeitung [143].

3.5 Ultrakalte Gase

Nachdem die neutralen Atome gekühlt und in einer MOT gefangen wurden, kann die Temperatur z.B. durch Verdampfungskühlung weiter reduziert werden. Hierzu werden die gefangenen Atome in eine nichtdissipative Falle umgeladen und evaporativ gekühlt. Dies gelingt durch ein kontinuierliches Absenken der Fallentiefe, so dass die hochenergetischen Atome entkommen können. Anschließend sorgen bei bosonischen Isotopen elastische Stöße für eine Thermalisierung bei einer niedrigeren Temperatur. Diese Wechselwirkung wird durch die s-Wellen-Streulänge a_0 bestimmt. Um ein stabiles BEC zu erhalten ist eine kleine positive Streulänge nötig, dies ist gleichbedeutend mit einer repulsiven Wechselwirkung. Die Thermalisierung von fermionischen Isotopen ist erst durch sympatetisches Kühlen möglich, d.h. durch den thermischen Kontakt mit einem bosonischen Gas, welches evaporiert wird.

Das Verhalten einer solchen gefangenen Atomwolke bei abnehmender Temperatur T und zunehmender Dichte ρ ist abhängig davon, ob die gefangenen Atome bosonisch oder fermionisch sind [144]. Die thermische de-Broglie-Wellenlänge ist definiert als [145]:

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi M k_B T}}, \quad (3.4)$$

mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h , der Masse M , der Boltzmann-Konstante k_B und der Temperatur T . Die de-Broglie-Wellenlänge wächst mit abnehmender Temperatur T . Wird diese vergleichbar mit dem mittleren Abstand der gefangenen Atome, so gehen bosonische Ensembles in ein Bose-Einstein-Kondensat über, bei dem sich alle Atome im Grundzustand befinden. Fermionen zeigen keinen Phasenübergang, sondern bilden unterhalb der Fermi-Temperatur ein degeneriertes Fermigas [146], in dem alle Energieniveaus nach dem Pauli-Prinzip bis zur Fermi-Temperatur besetzt werden. Diese Beobachtungen sind bei der folgenden kritischen Grenze möglich [145]:

$$\rho \lambda_{dB}^3 \approx 1 \quad (3.5)$$

Seit der Vergabe des Physik-Nobelpreises im Jahr 2001 an Wolfgang Ketterle, Eric A. Cornell und Carl E. Wieman für die Erzeugung von Bose-Einstein-Kondensaten in verdünnten atomaren Gasen [15, 16], unter Verwendung von Natrium bzw. Rubidium [12, 13], wurde die Bose-Einstein Kondensation mit einer Reihe von Elementen gezeigt: Wasserstoff, Lithium, Kalium, Cäsium, Chrom, metastabiles Helium und Ytterbium [147–155]. In diesem Jahr wurde von der erfolgreichen Kondensation von Calcium [156] und Strontium [157, 158] berichtet.

Da natürliches Quecksilber fünf stabile bosonische Isotope aufweist, besteht die Chance, bei wenigstens einem dieser Isotope eine zur Kondensation passende Streulänge a_0 zu finden. Ein

Bose-Einstein-Kondensat (BEC) aus Quecksilber-Atomen würde das bisher schwerste BEC darstellen. Da der Grundzustand kein magnetisches Moment aufweist, bietet sich die Verdampfungskühlung zur Erzeugung eines Quecksilber-BECs in einer optischen Dipolfalle an [69, 159]. Eine ähnliche Ausgangslage ist für Ytterbium und Strontium gegeben, die im Grundzustand ebenfalls kein magnetisches Moment aufweisen. Sowohl für Ytterbium [155, 160] als auch für Strontium [157, 158] wurde über die Erzeugung eines BECs in einer optischen Dipolfalle berichtet.

3.6 Isotopenanreicherung

Frederick Soby fand am Beispiel radioaktiver Elemente, dass Atome unterschiedlicher Massen gleiche chemische Eigenschaften besitzen können. Hierfür prägte er den Begriff Isotop und erhielt im Jahre 1921 den Nobelpreis für Chemie für *seine Beiträge zur Kenntnis der Chemie der radioaktiven Stoffe und seine Untersuchungen über das Vorkommen und die Natur der Isotopen*. Zu dieser Zeit kam zum ersten Mal die Idee der Isotopentrennung durch photoselektive Anregung auf [161]. Erst nach der Entwicklung der Laser in den sechziger Jahren fand die Isotopentrennung durch photoselektive Anregung wieder weltweit Beachtung.

Anfang der 70er Jahre wurden die ersten Verfahren zur Anreicherung des Uranisotops ^{235}U mit Lasern entwickelt. Die spektralen Eigenschaften des Lasers erlauben eine isotopenselektive Anregung. Heute werden atomare und molekulare Verfahren unterschieden [162]. Durch dreistufige Photoionisation werden $^{235}\text{U}^+$ -Ionen in einem thermischen Uran-Atomstrahl erzeugt. Anschließend werden die Ionen elektromagnetisch extrahiert. Diese atomare Methode wird *Laser Isotope Separation* (LIS) bzw. *Atomic Vapor Laser Isotope Separation* (AVLIS) genannt [163, 164]. Mittlerweile wird nur noch an molekularen Verfahren gearbeitet, der sogenannten Molecular Laser Isotope Separation (MLIS) bzw. dem Silex-Verfahren (*separation of Isotopes by laser excitation*). In diesem Verfahren wird gasförmiges Uranhexafluorid (UF_6) als Ausgangsmaterial eingesetzt. Dieses Verfahren wurde im Jahre 2001 durch das US-Energieministerium (DOE) zur Verschlussache erklärt.

Eine Übersicht über mögliche Anwendungsgebiete von Quecksilber-Isotopen und deren Produktion ist Quelle [165] zu entnehmen. Eine magneto-optische Falle ist prinzipiell isotopenselektiv und eignet sich somit zur atomaren Isotopentrennung. Eine Hg-MOT bietet somit die Möglichkeit zur Produktion von reinen Hg-Isotopen. Wie Tabelle A.1 entnommen werden kann, lassen sich durch Verstimmen der Kühlaserfrequenz alle Hg-Isotope separat fangen. Schon im Jahre 1984 wurde gezeigt, dass die Effizienz von Niederdruck-Entladungslampen durch Anreicherung des Isotops ^{196}Hg gesteigert werden kann. Eine durchschnittliche Effizienzsteigerung von 5 % gelingt, wenn das Isotop ^{196}Hg auf 2-4 % angereichert wird. Optimal ist eine Anreicherung von 2,6 %, dort gibt es ein Maximum mit einer Effizienzsteigerung von ca. 8 % [166, 167].

4 Die UHV-Kammer

Die Speicherzeit der Atome in einer magneto-optischen Falle ist auch durch die Qualität des Vakuums begrenzt. Die Kollision gefangener Atome mit thermischen Gasmolekülen führt zu einer Energiezunahme dieser Atome. Ist die übertragene Energie groß genug, so bewegen sich die Atome aus der Falle heraus. Die Zeit zwischen Zusammenstößen der Atome mit Gasteilchen des Hintergrundgases muss also größer sein als die geforderte Haltezeit. Daher wird eine Atomfalle mit zugehöriger Quelle innerhalb einer Vakuumkammer aufgebaut. Aus experimentellen Gründen ist eine möglichst lange Haltezeit vorteilhaft. Die Haltezeit t der Atome in einer Atomfalle ist vom Druck p innerhalb der Vakuumkammer abhängig; es gilt folgende Beziehung [26]:

$$t \propto \frac{10^{-8}}{p [\text{mbar}]} \quad (4.1)$$

Die Haltezeit t ist umgekehrt proportional zum Druck p der Kammer, in der sich die Atomfalle befindet. Um eine Haltezeit im Bereich von einigen Sekunden zu erreichen, ist ein Druck $p < 10^{-8}$ mbar erforderlich. Dies rechtfertigt den nötigen Aufwand, um einen möglichst geringen Druck zu erreichen.

Die UHV-Kammer ist in eine Proben- und eine Hauptkammer unterteilt, die jeweils mit einem eigenen Turbopumpensystem ausgestattet sind. Diese bestehen aus einer Kombination von Scroll- und Turbopumpen. Die Turbopumpen lassen sich mit Ventilen von der Kammer trennen. Zusätzlich ist jeweils eine Ionengetterpumpe an die beiden Kammern angeschlossen. Diese ermöglichen das Halten und weitere Absenken des Drucks ohne jegliche mechanische Schwingungen. Der Vorvakuumdruck und der Druck in beiden Kammern kann durch eingesetzte Manometer kontrolliert werden. Um Drücke im mittleren 10^{-10} mbar-Bereich zu erreichen, ist die gesamte Kammer mit einer Heizung ausgerüstet. Die Details der Vakuumkammer, insbesondere des Pumpsystems, können Referenz [168] entnommen werden.

Die Probenkammer ist mit einer Kühleinführung ausgestattet, die die Kühltechnik der Atmosphäre mit dem Hg-Reservoir im Vakuum verbindet. Die komplette Kühltechnik besteht aus einem zweistufigen Peltierelement, das durch einen Kompressorkühler vorgekühlt wird. Reservoirtemperaturen zwischen -40°C und -74°C können durch Variation der Spannung am Peltierelement erreicht werden. Zur Erzeugung eines gerichteten Atomstrahls kann eine differentielle Pumpstufe in Verbindung mit einer Einstrahl-MOT eingesetzt werden. Unabhängig davon lässt sich die Probenkammer von der Hauptkammer mit einem Ventil trennen. Dies ermöglicht eine unabhängige Belüftung für Wartungsarbeiten.

Die Hauptkammer stellt eine vollwertige dreidimensionale MOT dar. Hierzu wurden wassergekühlte Anti-Helmoltzspulen, Kompensationsspulen und eine EMCCD-Kamera mit passender Abbildungsoptik zur Fluoreszenzdetektion im Rahmen dieser Arbeit entworfen bzw. an die UHV-Kammer angepasst. Der Fallenlaser wird in drei separate Strahlen aufgeteilt, die die drei Achsen der optischen Molasse bilden und in die Hauptkammer eingestrahlt werden. Ein vierter Strahl dieses Lasers kann zur Erzeugung einer Einstrahl-MOT in die Probenkammer geführt werden.

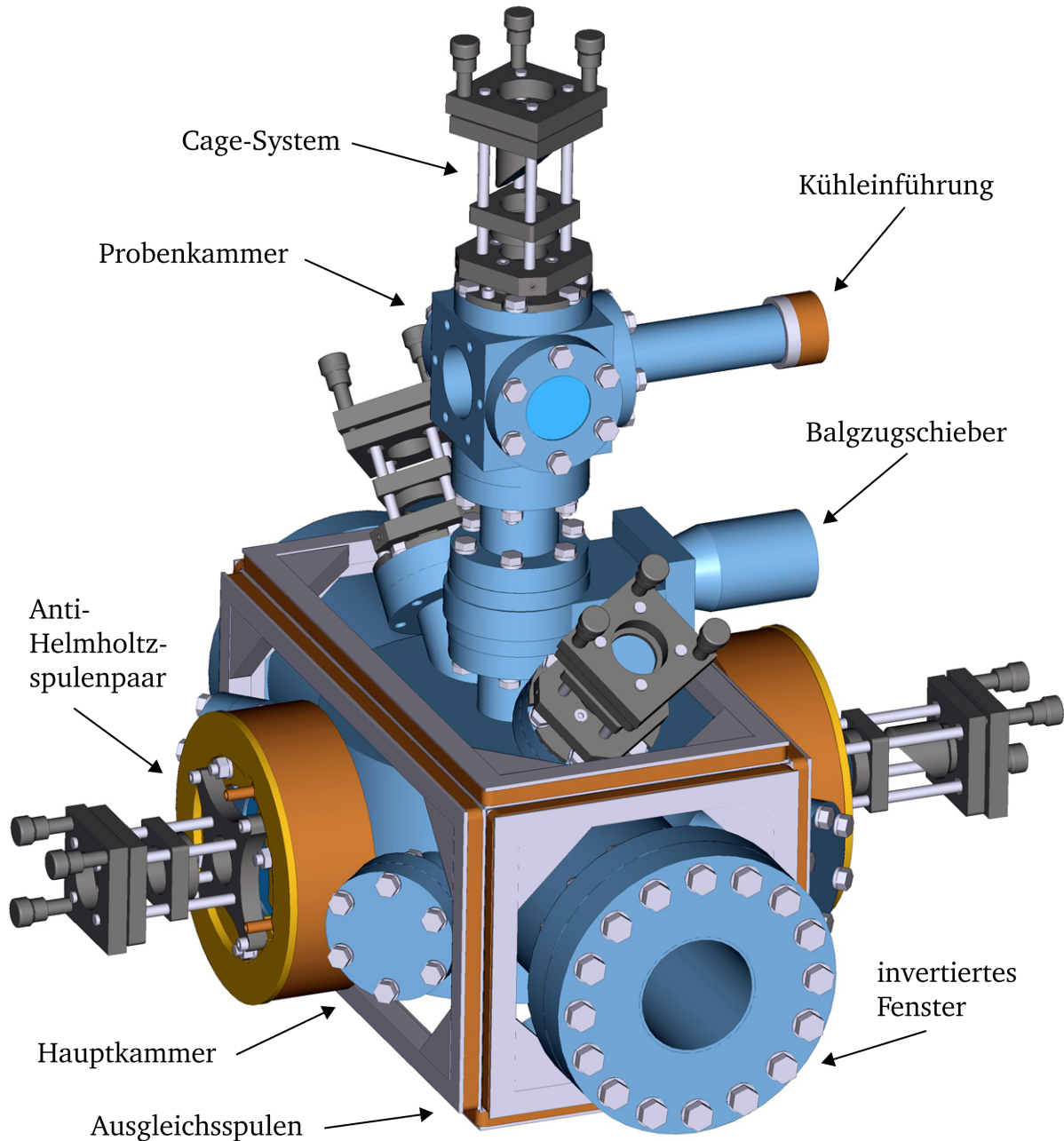


Abbildung 4.1.: 3D-Darstellung der UHV-Kammer, bestehend aus Haupt- und Probenkammer jeweils mit separatem Pumpanschluss. Die Hauptkammer stellt eine vollwertige 3D-MOT dar. Das Anti-Helmholtzspulenpaar und der Ausgleichspulenkäfig sind um das Zentrum orientiert. Die Hauptachse der optischen Molasse führt durch das Zentrum der Hauptspulen. Das invertierte Fenster erlaubt die Aufnahme des Kameraobjektivs. Die Probenkammer ist mit einem Balgzugschieber zentral auf der Hauptkammer montiert und besteht aus einem DN 40 CF-Kubus und der Kühleinführung. Zur Strahlführung des Kühllasers sind fünf Cage-Systeme zur Aufnahme von Optiken angebracht.

4.1 Probenkammer

Die Probenkammer besteht aus einem DN 40 CF-Kubus mit einer Kantenlänge von 72 mm, der über ein Zwischenstück und ein Schieberventil auf der Hauptkammer montiert ist (siehe Abbildung 4.1). Durch das Schließen des Ventils zwischen Proben- und Hauptkammer kann der Gaseinstrom in die Hauptkammer vollständig unterbunden werden. Der Kubus dient zur Aufnahme der Kühleinführung. Auf der gegenüber liegenden Seite sind das Ionisationsmanometer zur Druckbestimmung, die Ionengetterpumpe und die Turbopumpe angebracht. Zum Ausheizen ist die komplette Kammer mit Heizdraht umwickelt (Weitere Details sind Quelle [168] zu entnehmen).

Durch einen leichten Umbau lässt sich die Probenkammer zu einer Einstrahl-MOT erweitern. Die benötigten Bauteile sind bereits vorbereitet und können jederzeit eingesetzt werden. Eine solche Einstrahl-MOT lässt sich als Atomquelle zum Laden einer vollwertigen dreidimensionalen MOT verwenden [169–172]. Hierzu wird ein zirkular polarisierter Laserstrahl in einen verspiegelten pyramidenförmigen Trichter eingestrahlt. Durch Reflektion entstehen drei Strahlenpaare mit entsprechender Polarisierung und bilden eine optische Molasse. In Kombination mit dem inhomogenen Magnetfeld eines Anti-Helmholtzspulenpaares ist die räumliche Eingrenzung der gekühlten Atome möglich. Ein Loch in der Spitze des Trichters sorgt für das nötige Ungleichgewicht, um einen Atomstrahl auszukoppeln.

Für den Umbau wird ein vorbereiteter Doppelflansch zwischen Kubus und Zwischenstück eingesetzt. Dieser Doppelflansch ist auf der Oberseite mit der Aufnahme für die Halterung des pyramidenförmigen Trichters der Einstrahl-MOT versehen. An die Unterseite ist eine *Swagelok*-Aufnahme angeschweißt, in das sich ein passendes Edelstahlrohr mit einem Schraubklemmverschluss fixieren lässt. Der Innendurchmesser des verwendeten Edelstahlrohres beträgt 2 mm bei einer Wandstärke von 0,5 mm und einer Länge von 40 mm. Der Leitwert L dieses Röhrchens beträgt $L = 2,42 \times 10^{-2} \text{ l/s}$. Der geringe Leitwert dieser Verbindung ermöglicht eine Druckdifferenz zwischen Proben- und Hauptkammer. Unter Verwendung einer solchen differentiellen Pumpstufe lässt sich in der Hauptkammer ein um zwei Zehnerpotenzen niedrigerer Druck erreichen. Das auf der Oberseite des Kubus angebrachte Fenster kann zur Strahleinkopplung für die Einstrahl-MOT genutzt werden. Hierzu lässt sich ein Cage-System¹ zur Aufnahme der Optik mit Hilfe eines Adapters am DN 40 CF Flansch des Fensters befestigen. Der Abstand der Trichteröffnung zum Fallenzentrum der Hauptkammer beträgt 230 mm.

4.1.1 Kühleinführung

In Abbildung 4.2 ist die Kühleinführung dargestellt. Das verwendete Doppelmantelrohr minimiert die Wärmeleitung zur Vakuumkammer, die sich auf Raumtemperatur befindet. Die Kupfereinführung hat eine Länge von ca. 14 cm und ist in das vordere Ende eines Edelstahlrohres (Durchmesser 25 mm bei einer Wandstärke von 0,5 mm) gelötet und dann in ein Edelstahlrohr mit größerem Durchmesser (30 mm) eingesetzt. Die beiden Rohre werden am hinteren Ende mit einem dünnen Edelstahlring miteinander verschweißt. Das vordere Ende des äußeren Rohres wird anschließend mit dem für die Einführung vorgesehenen Flansch verschweißt, so dass sich die Wärme von der Kammer über den Flansch, entlang des äußeren Rohres über den dünnen

¹ Thorlabs GmbH

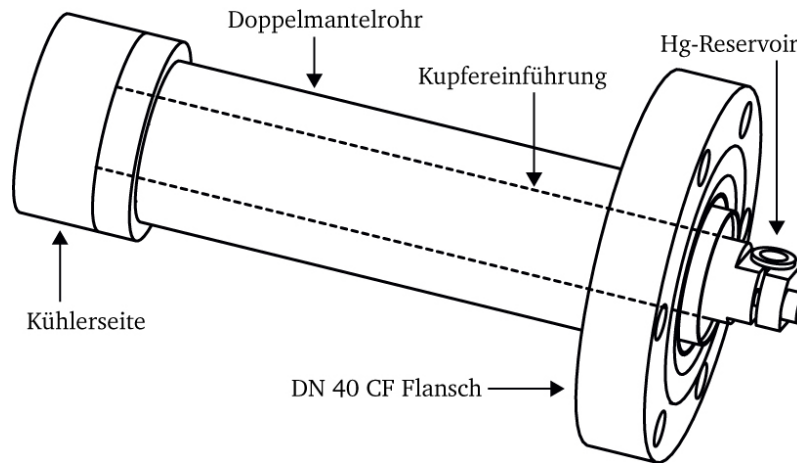


Abbildung 4.2.: Dargestellt ist der Aufbau der Kühleinführung. Diese wird verwendet um ein Hg-Reservoir im Vakuum zu kühlen. Hierzu wird der Kühler über die Kupfereinführung mit dem Hg-Reservoir in der Vakuumkammer verbunden. Die komplette Kühltechnik befindet sich auf der Atmosphärenseite und besteht aus einem zweistufigen Peltierelement, das durch einen Kompressorkühler vorgekühlt wird.

Edelstahlring und das gesamte innere Rohr bis zur Kupfereinführung ausbreiten muss. Hierbei ist die Fläche A durch die Wandstärke, den Innen- und den Außenradius des verwendeten Rohres gegeben. Die Weglänge s beträgt ca. 200 mm. Der Wärmeübertrag durch Konvektion ist auf der Vakuumseite und dank guter Isolierung auch auf der Atmosphärenseite minimal. Die Aufheizung durch Wärmestrahlung ist aufgrund der minimalen Oberfläche ebenfalls vernachlässigbar gering. Bei der Wärmeleitung ist der Wärmeverlust pro Sekunde proportional zum Wärmeleitwert λ des Materials, zur Fläche A des übertragenen Mediums und der Temperaturdifferenz ΔT und umgekehrt proportional zur Weglänge s im Material. Die durch Wärmeleitung übertragene Wärmeleistung P_w der Kühleinführung kann daher wie folgt berechnet werden:

$$P_w = \lambda \cdot \frac{A}{s} \cdot \Delta T, \quad (4.2)$$

mit $\lambda = 40 \text{ W/m}\cdot\text{K}$, $A = 7,7 \times 10^{-5} \text{ m}^2$, $s = 0,2 \text{ m}$ und $\Delta T = 95 \text{ K}$ ergibt sich für die Wärmeleistung $P_w = 1,46 \text{ W}$. Diese Leistung muss der Kühler bei einer gewünschten Reservoirtemperatur von -74°C mindestens aufweisen, um die Temperatur halten zu können.

Zur Inbetriebnahme der Kühleinführung wird die kalte Seite eines zweistufigen Peltierelements² an der Atmosphärenseite der Kupfereinführung angebracht. Das Peltierelement wird hierbei mit einem Kompressorkühler³ vorgekühlt. Um einen möglichst guten thermischen Kontakt zu erreichen, wird Wärmeleitpaste verwendet. Die komplette Einführung wird mittels Heizungsrohrisolierung großzügig eingepackt und möglichst dicht abgeklebt, um die Entstehung von Kondenswasser zu verhindern.

Zur Kontrolle der Temperatur ist je ein Temperaturfühler an der kalten Seite des Peltierelements und direkt an der Atmosphärenseite des Reservoirs angebracht. Der Kompressorkühler läuft automatisch auf voller Leistung, die mögliche Vorkühltemperatur ist nur von der Wärmelast abhängig. Das Peltierelement wird über ein Labornetzteil mit Strom versorgt, das das

² Fa. Ferrotec GmbH, TE 9520/175/035 BS, $Q_{\max} = 18 \text{ W}$ $\Delta T_{\max} = 100 \text{ K}$

³ Fa. Asetek, VapoChill LS, 240 W bei $25,5^\circ\text{C}$, $T_{\min} = -48^\circ\text{C}$

Regeln der Reservoir-Temperatur erlaubt. Mit dem Kompressorkühler allein wird eine Temperatur von -40°C erreicht. In Kombination mit dem Peltierelement ist eine minimale Temperatur von $-74,7^{\circ}\text{C}$ möglich. Die Endtemperatur im Bereich von -40°C bis $-74,7^{\circ}\text{C}$ ist durch Variation der Spannung am Peltierelement einstellbar. Temperaturen oberhalb von -40°C lassen sich erreichen, indem das Peltierelement mit umgekehrter Spannung betrieben wird und somit gegen die Vorkühlung heizt. Mit Hilfe eines Regelkreises am Peltierelement ließe sich die Temperatur der Quecksilberprobe zusätzlich stabilisieren. Als Probenmaterial wird Quecksilber Suprapur⁴ verwendet.

4.2 Hauptkammer

Die Hauptkammer besteht aus einem Zylinder mit einem Durchmesser von 200 mm und einer Höhe von 120 mm (siehe Abbildung 4.1). Alle angebrachten Flansche sind auf das Zentrum des Zylinders ausgerichtet. Die Oberfläche der Kammer ist zur Minimierung der Oberfläche elektropoliert. Direkt an die Kammer angebracht ist ein Ionisationsmanometer zur Druckmessung. Einer der zwei DN 100 CF Flansche dient als Pumpanschluß. An den zweiten DN 100 CF Flansch ist ein invertiertes Fenster angebracht. Dieses Fenster ragt in die zylindrische Kammer, um möglichst nah an das Kammerzentrum zu gelangen und dient zur Aufnahme des Objektivs zur Abbildung des Fallenzentrum auf eine *uv-enhanced* EMCCD Kamera. Die vakuumseitige Oberfläche des 6 mm dicken Fensters aus synthetischem Quarzglas hat einen Abstand von ca. 55 mm vom Fallenzentrum.

Die zwei gegenüberliegenden DN 63 CF Flansche auf dem Mantel der zylindrischen Hauptkammer sind mit zwei UHV-Sichtfenstern versehen und bilden die Hauptachse der MOT. Die beiden Flansche sind zur Aufnahme der Hauptspulen mit je vier Gewindebohrungen versehen. Die Spulenkörper selbst erlauben die Aufnahme eines Cage-Systems zur Aufnahme der benötigten Optikhalter zur Strahlführung. Die beiden wassergekühlten Hauptspulen erzeugen das für die Realisierung einer magneto-optischen Falle nötige Quadrupolfeld. Zusätzlich dienen drei Ausgleichsspulenpaare der Kompensation des Erdmagnetfeldes und anderer Störfelder.

Auf der Ober- und Unterseite des Zylinders sind je zwei DN 40 CF Flansche mit einem Winkel von 45° aufgesetzt, die zwei weitere Achsen der MOT bilden. Alle vier Flansche sind mit UHV-Fenstern bestückt. Auf der Oberseite sind die Flansche der Fenster ebenfalls mit Gewindebohrungen versehen, um je ein Cage-System für die Retroreflektoren aufzunehmen (bestehend aus einem 0° -Spiegel und einer $\lambda/4$ -Platte). Im Zentrum der Oberseite des Zylinders befindet sich ein um 30 mm erhöhter DN 40 CF Flansch zur Verbindung mit der Probenkammer. Die Kammer ist zum Ausheizen ebenfalls großzügig mit Heizkabel versehen.

4.2.1 Hauptspulen

Da bei den Hauptspulen große Ströme nötig sind, wird ein Kupferlackdraht⁵ (W200) mit einem Querschnitt von $4 \times 1 \text{ mm}^2$ verwendet, der auf einen wassergekühlten zylinderförmigen Spulenkörper aus Messing gewickelt ist. Es wird ein flacher Lackdraht verwendet, da so eine größere Wicklungsdichte möglich ist als bei der Verwendung von Draht mit rundem Querschnitt. Der

⁴ Fa. VWR International GmbH, Reinheit (metallbezogen) min. 99.9999%

⁵ Fa. Synflex Elektro GmbH & Co

Lack verhindert Kurzschlüsse und ist temperaturbeständig bis 200°C. Die Anzahl der Windungen pro Spule beträgt 99 (in neun Lagen und elf Reihen). Der mittlere Spulendurchmesser beträgt 138 mm bei einem mittleren Abstand der beiden Spulen zueinander von 256 mm. Die Spulen sind im Gegensatz zu den Ausgleichsspulen nicht lose gewickelt, sondern wurden mit einem Aluminium-Formenharz⁶ (thermische Leitfähigkeit $1,5 - 2 \text{ W/m}\cdot\text{K}$) verklebt, um die thermische Leitfähigkeit zu optimieren und die Stabilität unter Last zu garantieren. Die maximale Wärmeformbeständigkeit des Harzes liegt zwischen 130 – 140°C. Die Hauptspulen lassen sich über vier Gewindebohrungen fest auf die DN 63 CF-Flansche der Hauptkammer montieren. Als Spannungsversorgung wird ein Netzteil der Firma Delta Elektronik (SM 30 – 100) verwendet, das Ströme bis 100 A bei maximal 30 V Gleichspannung liefert. Die beiden Spulen sind in Reihe geschaltet, so dass die Stromrichtung beider Spulen entgegengesetzt ist. Dadurch wird im Zentrum zwischen den beiden Spulen ein Feldminimum erhalten. Die Spulen sind für Ströme bis zu maximal 40 A ausgelegt. Im Dauerbetrieb erwärmen sich die äußeren Windungen der Spulen auf ca. 100°C. Die Temperatur des Kühlkörpers selbst beträgt dabei 27°C (das Kühlwasser des hausinternen Kühlkreislaufs hat eine Temperatur von 13°C). Ein dauerhafter Betrieb mit Strömen über 40 A ist daher nicht zu empfehlen. Die Vermessung des Magnetfeldes mit einer Hallsonde zeigt, dass der benötigte Magnetfeldgradient von 10 G/cm auf der Spulenachse ab einem Spulenstrom von 25 A erreicht wird.

4.2.2 Kompensationsspulen

Die Ausgleichsspulen sind so kompakt wie möglich ausgelegt, um sie nahe der Hauptkammer anbringen zu können. Dies hat den Vorteil, dass nur sehr kleine Ströme für die Erzeugung der entsprechenden Magnetfelder nötig sind und zusätzlich der optische Zugang der Vakuumkammer und der optische Tisch optimal genutzt werden können. Der Spulenkäfig zur Kompensation des Erdmagnetfeldes und sonstiger Streufelder besteht aus vier rechteckigen und zwei quadratischen Spulen mit je 70 Windungen. Die Geometrie der Spulen ist im Wesentlichen durch den zur Verfügung stehenden Platz vorgegeben. Als Wickeldraht wird lötlbarer Kupferlackdraht (V180) mit einem runden Querschnitt von 1 mm verwendet. Der Lack ist temperaturbeständig bis 180°C. Je zwei gegenüberliegende Spulen sind in Reihe geschaltet, so dass der Strom mit gleichem Drehsinn durch diese beiden Spulen fließt. Die einzelnen Spulen sind fest zu einem Quader verschraubt und mit vier Halterungen symmetrisch zum Zentrum der Hauptkammer positioniert. Als Spannungsversorgung der drei Spulenpaare dient ein 4-Kanal Netzteil⁷. Um die nötigen Feldstärken zu erreichen, sind Ströme von maximal 500 mA pro Spulenpaar nötig. Durch die geringen Ströme sind die thermischen Effekte bei den Ausgleichsspulen zu vernachlässigen.

4.2.3 EMCCD-Kamera und Objektiv

Zur Beobachtung des Fallenzentrums in der Hauptkammer steht eine *uv-enhanced* EMCCD-Kamera⁸ zur Verfügung. EMCCD steht für *Electron-Multiplying Charge-Coupled Device*. Die Kamera ist mit einem *back-illuminated frame-transfer chip* von E2V ausgestattet. Der Sensor besteht

⁶ R&G Faserverbundstoffe

⁷ Hameg HM 7044

⁸ Fa. Princeton Instruments, PhotonMax 512B

aus einem lichtsensitiven Teil mit 512×512 Pixel ($8 \times 8 \text{ mm}^2$) und zusätzlichen abgedeckten 512 Zeilen. Nach der Belichtung wird das Bild zunächst in den abgedeckten Teil des Chips transferiert.

CMOS-Sensoren (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*) werden oftmals auch als APS-Sensoren (*Active Pixel Sensor*) bezeichnet und zeichnen sich unter anderem dadurch aus, dass alle Pixel über einen einzelnen Ausleseverstärker verfügen. Folglich können alle Pixel parallel ausgelesen werden. Im Gegensatz dazu verfügen EMCCD-Sensoren nur über einen Ausleseverstärker. Da somit kein paralleles Auslesen möglich ist, das die weitere Belichtung unterbindet, werden alle Ladungen vor dem Auslesen in den abgedeckten Teil des Sensors verschoben. Eine zusätzliche Zeile dient als seriellles Ausleseregister, in dem die Ladungen zeilenweise Pixel für Pixel ausgelesen und verstärkt werden. Eine weitere Zeile auf dem Sensor stellt das Multiplikationsregister dar und erlaubt die Verstärkung der durch Photonen generierten Ladung noch vor dem Auslesen. Die Verstärkung beruht auf Stoßionisation. Verstärkungen bis zu einem Faktor 1000 sind möglich, die genaue Verstärkung ist unbekannt und unterliegt starken Schwankungen. Für quantitative Messungen sollte daher auf die zusätzliche Verstärkung verzichtet werden, falls die Signalstärke dies zulässt. Für Signale, die kleiner sind als das vom Ausleseverstärker verursachte Rauschen, wird dagegen ein deutlich besseres Signal/Rausch-Verhältnis erreicht. Der Betrieb des EMCCD-Sensors bei -70°C im Vakuum erlaubt hohe Verstärkungen der Signale auf dem Sensor und lange Belichtungszeiten bei reduziertem Dunkelstrom. Die Quanteneffizienz η_Q der Detektion bei 253,7 nm beträgt 35 %.

Da die Kamera nicht über einen internen Shutter verfügt, wird ein Shutter⁹ zwischen Kamera und Objektiv eingesetzt. Dies erlaubt unter anderem die einfache Aufnahme von Dunkelbildern. Der Shutter wird über ein TTL-Signal der Kamera angesteuert. Das Shuttergehäuse ist an dem C-Mount der Kamera befestigt. Die Kamera ist auf einem linearen Verschiebetisch sowie einem Dreipunkt-Kipptisch montiert. Der lineare Verschiebetisch ermöglicht es, das komplette Kamerasystem bezüglich des Fallenzentrums zu justieren. Dieser komplette Aufbau ist auf einen vertikalen Verschiebetisch an den Standfüßen der Hauptkammer befestigt. Die Kamera lässt sich somit direkt vor dem invertierten Fenster der Hauptkammer positionieren (siehe Abbildung 4.1).

Der Objektivkörper ist komplett aus Messing gefertigt und schwarz brüniert. Er erlaubt die Aufnahme verschiedener Linsenkombinationen mit einem Durchmesser von bis zu zwei Zoll. Der optische Durchmesser beträgt 44 mm. Zur Justage lässt sich das Objektiv in das Shuttergehäuse hinein bzw. aus diesem heraus schrauben und arretieren. Das invertierte Fenster der Hauptkammer dient als Einschub für das Objektiv.

Der Abstand des CCD-Sensors der Kamera vom Fallenzentrum beträgt $(321 \pm 1) \text{ mm}$. Zur Abbildung des Fallenzentrums wird eine plankonvexe 1-Zoll-Linse mit einer Brennweite von $f = 75 \text{ mm}$ verwendet. Reflexionsverluste an der Linse sind durch eine Antireflexbeschichtung minimal. Die Linse ist so positioniert, dass der Abstand zum Fallenzentrum ca. 183 mm beträgt. Gemäß der experimentellen Bestimmung des Abbildungsmaßstabs wird eine $10,5 \times 10,5 \text{ mm}^2$ große Fläche des Fallenzentrums auf die Sensorfläche von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ abgebildet. Demnach entsprechen 48,76 Pixel genau 1 mm. Diese Verkleinerung führt dazu, dass die Atomwolke im Fallenzentrum um 23,8 % verkleinert abgebildet wird. Durch den Einsatz einer zusätzlichen Blende mit einem Durchmesser von 3 mm wird eine höhere Tiefenschärfe erreicht. Die Blende begrenzt den aufgenommenen Raumwinkel Ω auf $\pi/2500 \text{ sr}$. Das verwendete unbeschichtete Fenster der Kammer weist eine Transmission von 90 % auf.

⁹ Fa. Uniblit, VS25S1S1 Shutter, Verschlusszeit: 13 ms, VCM-01 Shutter Driver

Die Anzahl der gefangenen Atome in der MOT kann aufgrund der geringen Dichten durch die Aufnahme der Fluoreszenz bestimmt werden. Die Anzahl der Atome N_{Atome} ergibt sich aus den Intensitätsbildern und folgender Beziehung:

$$N_{\text{Atome}} = \frac{1}{t_{\text{Bel}} \gamma_S} \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{1}{\eta_Q \cdot V \cdot T} \cdot N \quad (4.3)$$

Die Einstellungen und Eigenschaften des Kamerasystems werden mit der Belichtungszeit t_{Bel} , der *on-chip* Verstärkung V , der Quanteneffizienz η_Q , der Transmission T des Abbildungssystems und dem detektierten Raumwinkel Ω bezogen auf die gemessenen *counts* N der gesamten Atomwolke berücksichtigt. Die Photonenstreureate γ_S der Atome in der MOT ergibt sich aus folgender Beziehung:

$$\gamma_S = \frac{\gamma}{2} \cdot \frac{s_0}{s_0 + 1 + (2\delta/\gamma_{\text{nat}})^2} \quad (4.4)$$

Hier wird die Übergangsrate γ , der Sättigungsparameter $s_0 = I/I_S$, die Rotverschiebung δ und die natürliche Linienbreite γ_{nat} berücksichtigt. Im Vergleich zu Gleichung (2.2) ist die Dopplerverschiebung ω_D in der MOT zu vernachlässigen, da die Geschwindigkeit der gefangenen Atome deutlich reduziert wird. Für $s_0 \rightarrow \infty$ ist die Photonenstreureate nach oben auf $\gamma/2$ begrenzt, die Lebensdauer $\tau = 1/\gamma$ des angeregten Niveaus stellt also die fundamentale Begrenzung der Streureate am Atom dar.

Um eine möglichst korrekte Abschätzung der in der MOT gefangenen Atome zu erhalten, sollte die *on-chip* Verstärkung V der Kamera auf eins gesetzt werden. Die Belichtungszeit t_{Bel} , die Quanteneffizienz η_Q , die Transmission T des Abbildungssystems und der detektierte Raumwinkel Ω weisen eine Genauigkeit im einstelligen Prozentbereich auf. Um die von der Kamera gemessenen *counts* N der gesamten Atomwolke zu erhalten, ist es nötig, den Untergrund abzuziehen. Der Untergrund ist durch die Dunkelzählrate und das Ausleserauschen bestimmt und skaliert mit der Belichtungszeit. Durch Schließen des Shutters lässt sich der Untergrund durch die Aufnahme eines Dunkelbildes bestimmen. Dieses Dunkelbild wird direkt von den nachfolgenden Aufnahmen der Fluoreszenz abgezogen, gleiche Belichtungszeit vorausgesetzt. Da die Intensitätsverteilung der Atomwolke einer Gaußfunktion folgt, ist der Rand der Wolke definiert als der Abfall der maximalen Intensität auf $1/e^2$. Die *counts* N ergeben sich aus der Integration über die gesamte Fläche der Atomwolke bis zu diesem Rand. Die mögliche Ungenauigkeit ist durch das S/N-Verhältnis bestimmt. In die Berechnung der Photonenstreureate γ_S gehen der Sättigungsparameter $s_0 = I/I_S$ und die Rotverstimung δ ein. Zur Bestimmung dieses Parameters muss die Intensität I der MOT-Strahlen vermessen werden. Der Sättigungsparameter ergibt sich dann unter Verwendung der bekannten Sättigungsintensität. Die Genauigkeit ist durch die Intensitätsfluktuation der Fallenstrahlen begrenzt, der Fehler liegt bei 5 %. Der Einfluss des Magnetfelds auf die Streureate wird nicht berücksichtigt [45]. Wird direkt aus dem Hintergrundgas gefangen, ist zu beachten, dass bei hohem Hg-Dampfdruck die MOT-Strahlen beim passieren der UHV-Kammer abgeschwächt werden. Als absolute Frequenzreferenz dient die Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Gaszelle, auf die der verwendete Laser gelockt wird (siehe Abschnitt 5.4.1). Die Fallenstrahlen sind gegenüber der Sättigungsspektroskopie rotverschoben. Die Rotverschiebung δ entspricht dieser Verstimung. Nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung ergibt sich eine Ungenauigkeit von 6 % in der Bestimmung der Anzahl der Atome nach Gleichung (4.3). Dieser Fehler wird von der Intensitätsfluktuation dominiert.

5 Das Lasersystem

Kontinuierliche Laser im UV-Bereich erlangen gerade in den letzten Jahren zunehmend mehr Bedeutung. Besonders die Wellenlänge des $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$ -Übergangs gewinnt an Interesse. Eine UV-Laserquelle bei 253,7 nm eignet sich nicht nur zum Fangen und Kühlen von neutralen Hg-Atomen, sondern auch zur Suche eines permanenten elektrischen Dipolmoments am fermionischen ^{199}Hg -Isotop [101]. Kalte gefangene fermionische Hg-Isotope eignen sich ebenfalls zur Weiterentwicklung des aktuellen Zeitstandards [17, 18]. Eine weitere Anwendung ist die Generierung von Lyman- α -Strahlung bei 126,56 nm mittels Vierwellen-Mischung zur Laserkühlung von kalten Antiwasserstoff-Atomen, die am CERN in Genf produziert werden [173–176].

Da keine Laser direkt bei 253,7 nm erhältlich sind, bedient man sich der nichtlinearen Frequenzkonversion, um die gewünschte Wellenlänge zu erreichen. Bisher geschah dies z.B. durch Erzeugung der Summenfrequenz zweier Diodenlaser. Dabei wurden UV-Leistungen von 0,9 – 4 nW erreicht [177, 178]. Mit resonatorinterner Frequenzverdreifung eines Ti:Saphir Lasers bei 761,1 nm ist eine UV-Leistung von 25 μW möglich [179]. Auch die Frequenzvervierfachung eines verstärkten Diodenlasers mit einer UV-Leistung von 6 – 10 mW wurde realisiert [17, 180]. Es existiert ein kommerzielles Komplettsystem¹, das aus einem ECDL, einem Trapezverstärker und zwei externen Frequenzverdopplungsstufen besteht. Hier sind UV-Leistungen von 15 – 20 mW möglich. Ein ECDL bei 1014,9 nm in Kombination mit einem zweistufigen Yb-dotierten Faserverstärker ermöglicht IR-Leistungen von 5 W. Zur Unterdrückung der Verstärkung von spontaner Emission muss die Faser jedoch mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Eine effiziente Frequenzverdopplung konnte allerdings bisher noch nicht erreicht werden, da die erforderliche Polarisationsstabilität nicht gegeben ist [181].

Um deutlich mehr Laserleistung bei 253,7 nm zu erreichen wurde schließlich ein neuer Ansatz gewählt. Als Basis der in dieser Arbeit entwickelten UV-Laserquelle dient ein schmalbandiger, weitverstimmbarer *single-mode* und *single-frequency* Yb:YAG Scheibenlaser, an dessen Entwicklung unsere Arbeitsgruppe maßgeblich mitgewirkt hat. Das Verstärkungsmaximum des Lasermaterials liegt bei 1030 nm. Um den Laser weit abseits davon bei 1014,9 nm betreiben zu können, kommt ein Lyot-Filter zum Einsatz. Zusätzlich wird ein Etalon eingesetzt, um die Bandbreite zu reduzieren. Statt der ursprünglichen Laserleistung von 50 W bei 1030 nm sind nur noch 5 W bei 1014,9 nm verfügbar. Trotz der enormen Verluste ist durch zweifache externe Frequenzverdopplung eine bisher unerreichte Laserleistung von einigen 100 mW bei 253,7 nm möglich.

Im folgenden Kapitel wird das Prinzip des Scheibenlasers und dessen Optimierung für den *single-mode* und *single-frequency* Betrieb bei 253,7 nm vorgestellt. Die Linienbreite des Lasers und die Anforderungen an die Frequenzstabilität werden diskutiert. Die verschiedenen Methoden zur Frequenzverdopplung werden vorgestellt und die genauen Spezifikationen der Frequenzverdopplungsstufen präsentiert. Die verwendeten Methoden zur Frequenzstabilisierung werden im Detail aufgezeigt. Hierzu zählt die Stabilisierung auf den atomaren Übergang des zu fangenden Isotops mit Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Gaszelle und die Stabilisierung der Fundamentalwellenlänge auf ein Referenz-Etalon nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren. Die Strahlaufteilung zur Einstrahlung in die UHV-Kammer wird beschrieben.

¹ Toptica TA/FL-FHG 110

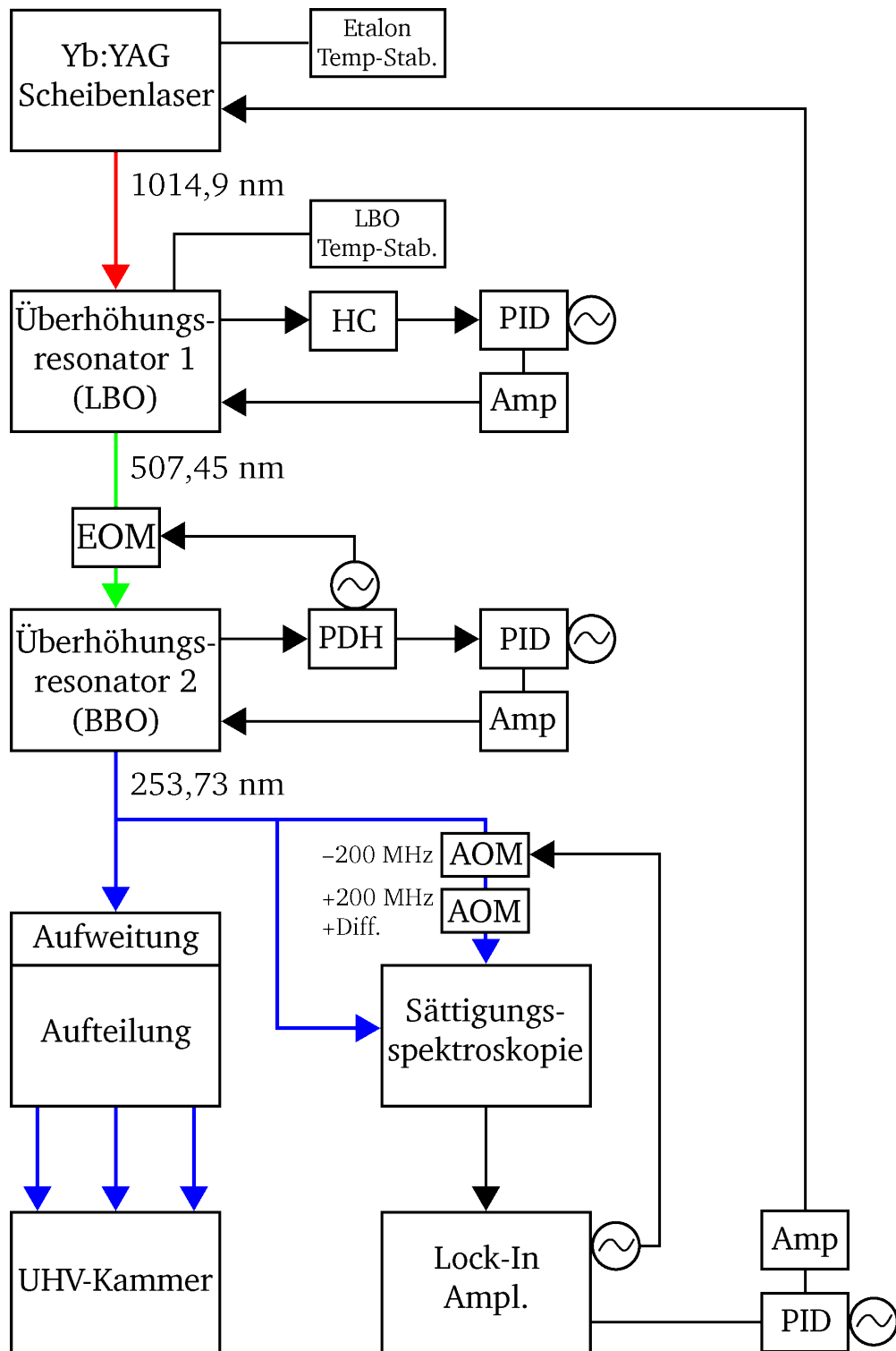


Abbildung 5.1.: Schematische Skizze des Aufbaus mit allen Komponenten. Die Strahlführung ist abhängig von der Wellenlänge farblich dargestellt. HC - Hänsch-Couillaud-Verfahren, PID - Regler, Amp - Piezoverstärker, EOM - elektro-optischer Modulator, PDH - Pound-Drever-Hall Verfahren, AOM - akusto-optischer Modulator.

5.1 Überblick über das Gesamtsystem

Zur besseren Übersicht aller Komponenten soll der komplette Aufbau anhand der Abbildung 5.1 erläutert werden. Die Temperatur des Etalons im linearen Resonator des Yb:YAG Scheibenlaser wird stabilisiert. Die IR-Leistung von 5 W bei 1014,9 nm wird in den ersten externen Überhöhungsresonator (Bowtie-Konfiguration) eingekoppelt. Der verwendete LBO-Kristall wird innerhalb eines Ofens geheizt, dessen Temperatur ebenfalls stabilisiert wird. Das benötigte Fehlersignal zur Stabilisierung des Resonators wird nach dem Hänsch-Couillaud-Verfahren (HC) erzeugt. Anschließend wird es mit Hilfe eines PID-Reglers (PID) entsprechend manipuliert und verstärkt (Amp) an einen Piezo übergeben. Dieser Piezo auf der Rückseite eines Resonatorspiegels hält den Resonator in Resonanz zur umlaufenden Wellenlänge. Die Bandbreite des Signals ist auf 10 kHz begrenzt. Ein Scangenerator an Stelle des PID-Reglers erlaubt den Scanbetrieb (50 Hz) des Resonators zur Justage.

Der Ausgangsleistung im Grünen bei 507,45 nm werden mit einem elektro-optischen Modulator (EOM) Seitenbänder (mit ± 15 MHz) aufgeprägt. Anschließend erfolgt die Einkopplung in den zweiten Überhöhungsresonator (Dreiecks-Konfiguration). Als nichtlinearer Kristall wird ein BBO eingesetzt. Zur Stabilisierung des Resonators wird das nach dem Pound-Drever-Hall-Verfahren (PDH) erzeugte Fehlersignal mit einem PID-Regler manipuliert und verstärkt (Amp) an einen Piezo übergeben. Auf diesem Piezo ist ein Prisma angebracht, das als Teil des Resonators die Weglänge manipuliert, so dass die umlaufende grüne Laserleistung überhöht wird. An Stelle des PID-Reglers ermöglicht ebenfalls ein Scangenerator den Scanbetrieb (50 Hz) des Resonators zu Justagezwecken.

Die erzeugte UV-Laserleistung wird zum größten Teil zur UHV-Kammer geführt. Zuvor wird der Strahl noch aufgeweitet und in drei Teilstrahlen aufgeteilt. Diese stellen dann die drei Achsen der optischen Molasse dar. Zwei schwache Teilstrahlen bilden Abfrage- und Pumpstrahl für die Sättigungsspektroskopie. Der Pumpstrahl wird zunächst durch zwei akusto-optische Modulatoren (AOM) geführt. Die optische Frequenz wird im ersten AOM um -200 MHz, im zweiten um $+200$ MHz verschoben. Zusätzlich kann hier die gewünschte Rotverschiebung ($+Diff$) addiert werden. Mit diesen beiden Strahlen wird die Sättigungsspektroskopie aufgebaut. Das Signal der Sättigungsspektroskopie dient als Eingangssignal eines *lock-in amplifiers*, dessen Referenzoszillator (100 kHz) die optische Frequenz des ersten AOM moduliert. Das so gewonnene Fehlersignal erlaubt die absolute Frequenzstabilisierung. Hierzu wird das Signal mit einer Bandbreite von 3,2 kHz mit einem PID-Regler und einem Piezoverstärker (Amp) an den Piezo des Auskoppelspiegels des Scheibenlaser gegeben. Zum Auffinden des Lockpunktes der Sättigungsspektroskopie lässt sich an Stelle des PID-Reglers ein Scangenerator (50 Hz) verwenden.

5.2 Yb:YAG Scheibenlaser

Der Scheibenlaser gehört zu der Gruppe der diodengepumpten Festkörperlaser. Das Scheibenlaserkonzept wurde von Adolf Giesen am Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart entwickelt. Als Lasermedium wird eine Yb:YAG-Kristallscheibe verwendet. Im Jahre 1994 wurde der erste kontinuierliche Yb:YAG Scheibenlaser vorgestellt [182]. Einige Jahre später wurde das Scheibenlaserprinzip auch gepulst realisiert [183]. Eine gute Übersicht über Theorie und experimentelle Realisierung des Scheibenlasers ist den Referenzen [184–186] zu entnehmen. Die Scheibendicke d beträgt typischerweise zwischen 80 – 200 μm mit einem Durchmesser von

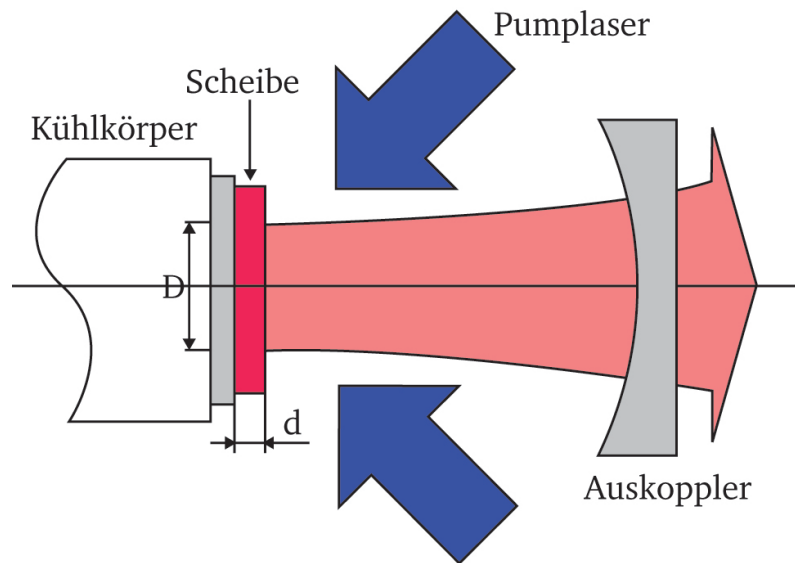


Abbildung 5.2.: Prinzipieller Aufbau eines Scheibenlasers nach Ref. [182]. Die Scheibendicke d beträgt typischerweise $80 - 200 \mu\text{m}$. Die Pumpstrahlung wird durch eine aufwendige Pumpkammergeometrie auf einen Durchmesser D von ca. 10 mm bis 32-fach abgebildet. Die Rückseite der Scheibe ist auf einen Kühlkörper gelötet und mit einer hochreflektierenden Beschichtung versehen. Sie bildet einen Endspiegel des linearen Resonators. Die Scheibenvorderseite ist entsprechend mit einer Antireflexbeschichtung versehen.

10 mm. Um die erzeugte Wärme effizient abzuführen, ist die Scheibe direkt auf einen Kühlkörper aufgelötet. Dies führt zu einer konkaven Krümmung der Scheibe. Dieses Design minimiert den Temperaturgradienten in transversaler Richtung, d.h. thermische Linseneffekte sind minimal und mindern nicht die Strahlqualität [187]. Aufgrund der geringen Dicke d des Lasermediums ist die Absorption des Pumplichtes nur sehr gering. Durch eine aufwendige Pumpkammergeometrie ist es möglich, die Pumpstrahlung bis zu 32 Mal durch das Lasermedium zu lenken. Der Durchmesser D der Pumpstrahlung auf der Scheibe beträgt ca. 5 mm. Die Rückseite der Scheibe ist hochreflektierend beschichtet und bildet mit einem Auskoppelspiegel den linearen Resonator (siehe Abbildung 5.2). Um Verluste zu minimieren, ist die Vorderseite der Scheibe mit einer Antireflexbeschichtung versehen. Scheibenlaser kommen aufgrund ihrer exzellenten Strahlqualität, der überragenden Leistungsskalierung und dem sehr hohen Wirkungsgrad (elektro-optische Effizienz: 25 %) auch im Maschinenbau als Schweiß- und Schneidwerkzeuge zum Einsatz. Beispielsweise bietet die Firma Trumpf optisch gepumpte kontinuierliche Scheibenlaser mit Ausgangsleistungen mit bis zu 8 kW pro Scheibe an. Durch den Einsatz größerer Scheibendurchmesser kann der Durchmesser der Pumpstrahlung ebenfalls vergrößert werden, so dass die Leistung pro Fläche im Verhältnis zur Gesamtleistung abgesenkt werden kann. Dies ist nötig, um Verluste durch die Verstärkung von spontaner Emission (ASE - *Amplified Stimulated Emission*) transversal zur Strahlrichtung zu verhindern. Für wissenschaftliche Anwendungen ist eine extrem hohe Strahlqualität von Bedeutung. Diese ist bei solchen auf hohe Ausgangsleistungen ausgelegten Systeme nicht gegeben. Das kommerzielle Angebot an wissenschaftlich nutzbaren *single-mode* und *single-frequency* Scheibenlaser ist deutlich geringer und besteht aus den Produkten der Sahajanand Laser Technologies (SLT) und der PrenovaTec GmbH.

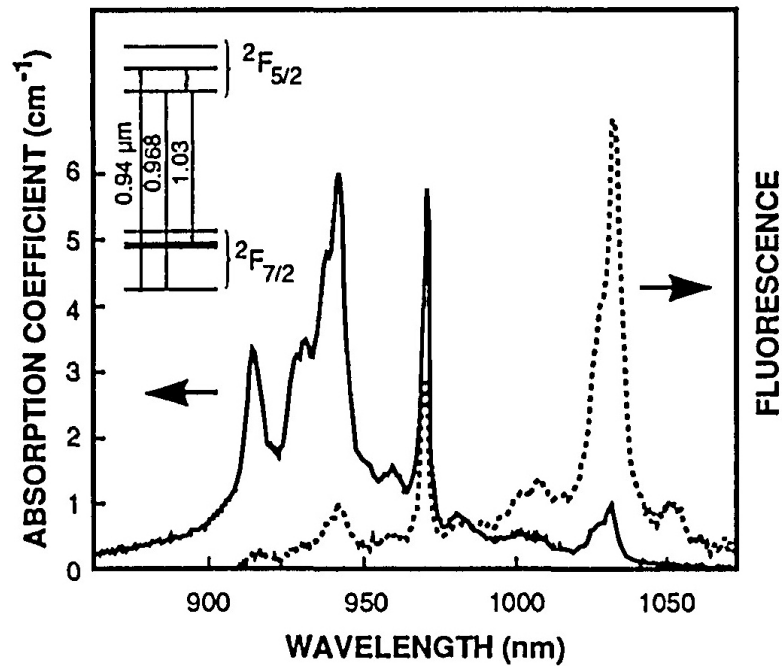


Abbildung 5.3.: Absorptions- und Emissionsspektrum für einen 6,5 at. % dotierten Yb:YAG. Die relevanten Energieniveaus sind ebenfalls dargestellt. Typischerweise wird Yb:YAG bei 940 nm gepumpt und emittiert bei 1030 nm. Die Darstellung ist der Referenz [188] entnommen.

5.2.1 Das Lasermedium - Yb:YAG

Yttrium-Aluminium-Granat ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, kurz: YAG) dient als Wirtskristall für Ytterbium-Ionen. Ytterbium gehört zu den Lanthanoiden und ist den Seltenen Erden zugeordnet. Die Y^{3+} -Ionen des Wirtskristalls werden abhängig von der Dotierung durch Yb^{3+} Ionen ersetzt. Das Energieniveauschema des Laserübergangs von Yb:YAG besteht aus dem $^2\text{F}_{7/2}$ -Grundzustand und dem angeregten $^2\text{F}_{5/2}$ -Zustand des Yb^{3+} -Ions. Aufgrund des thermisch besetzten Grundzustandes stellt dieses Schema ein quasi-drei-Niveausystem dar.

Aufgrund des ausgezeichneten Absorptionsmaximums bei 942 nm eignen sich InGaAs-Diodenlaser mit einer Emission bei eben dieser Wellenlänge als Pumpquelle. Die Absorptionsbandbreite ist mit 18 nm besonders ausgeprägt. Das Emissionsspektrum erstreckt sich von 1000 – 1060 nm mit einem Emissionsmaximum bei 1030 nm [189]. Abbildung 5.3 können die Details zum Emissions- und Absorptionsspektrum entnommen werden. Bei einem Betrieb nahe des Emissionsmaximums liegt die optische Effizienz² typischerweise bei 35 %. Die Effizienz ist durch extreme Temperaturabhängigkeit geprägt und kann durch Kühlen des Laserkristalls stark verbessert werden. Das Kühlen reduziert die thermische Besetzung des Grundzustandes, gleichzeitig wird der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission erhöht. Folglich ist eine effiziente und leistungsstarke Kühlung des Lasermediums mit zunehmender Pumpleistung unverzichtbar [190]. Seitdem leistungsstarke InGaAs-Diodenlaser zur Verfügung stehen, eignet sich Yb:YAG für die Verwendung in Hochleistungslasern, insbesondere aufgrund der langen Fluoreszenzlebensdauer und der großen Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte. Die

² Anteil der Pumpleistung, der in Laserleistung umgesetzt werden kann.

Tabelle 5.1.: Einige Angaben zu Yb:YAG mit 5,5 at. % Dotierung (siehe Ref. [182, 189–191]).

Emissionsspektrum	1000 – 1060 nm
Emissionsmaximum	1030 nm
Wirkungsquerschnitt der Emission	$2,1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$
Fluoreszenzlebensdauer (300 K)	$951 \pm 15 \mu\text{s}$
Absorptionsmaximum	942 nm
Bandbreite der Absorption	18 nm
Wirkungsquerschnitt der Absorption	$7,7 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$
Quanteneffizienz	91 %
Thermische Leitfähigkeit YAG (undotiert)	9,8 W/m·K
Thermische Leitfähigkeit YAG (3 at. % Yb-Dotierung)	7,1 W/m·K

Quanteneffizienz fällt mit zunehmender Yb-Konzentration stark ab und begrenzt die maximale Dotierung auf 10 at. % [191]. Zusätzlich sinkt die thermische Leitfähigkeit unter dem Einfluss zunehmender Dotierung (vgl. Tabelle 5.1).

5.2.2 Aufbau des Lasers

Der lineare Resonator des verwendeten VersaDisk³ Yb:YAG-Scheibenlasers hat eine Länge von ca. 70 cm. Die wassergekühlte Pumpquelle⁴ hat eine maximale Laserleistung von 140 W (bei 47 A), die Zentralwellenlänge bei 25°C beträgt 938 nm. Typischerweise beträgt die Wassertemperatur 20°C, die Wellenlänge der Pumpe reduziert sich dadurch auf 933 nm. Diese Leistung wird mittels einer Highpowerfaser⁵ zur Pumpkammer geführt. Aufgrund der Länge des Resonators weist der Laser eine TEM₀₀-Mode auf. Die longitudinalen Moden haben folglich einen Abstand von 200 MHz. Um den Laser abseits des Verstärkungsmaximums bei der gewünschten Wellenlänge von 1014,9 nm zu betreiben, wird ein Lyot-Filter⁶ im Brewsterwinkel (57,2°) in den Resonator eingesetzt [192, 193]. Durch den Brewsterwinkel werden Moden mit paralleler Polarisation bevorzugt und alle anderen Polarisationen aufgrund der zusätzlichen Verluste unterdrückt.

Zusätzlich wird ein 5 mm dickes temperaturstabilisiertes Etalon (FSR \approx 20 GHz) aus unbeschichtetem synthetischem Quarzglas eingefügt. Sind Lyot-Filter und Etalon gut aufeinander abgestimmt, wird nur eine longitudinale Resonatormode selektiert und *single-frequency* Betrieb garantiert [194]. Der frequenzselektierende Effekt des Etalons hängt direkt von der Dicke des Etalons ab und ist somit temperatursensitiv. Aus diesem Grund wurde das ausgelieferte System modifiziert, indem das Lyot-Filter zwischen Etalon und Pumpkammer positioniert wurde. Die thermische Strahlung aus der Pumpkammer würde sonst die Stabilität des Etalons direkt beeinflussen.

³ Sahajanand Laser Technologies - SLT, Groß-Bieberau

⁴ Fa. Jenoptik JOLD-140-CAXF-6A

⁵ Fa. Fibertech, Konfektion: Laserconnect 100 (SMA905 kompatibel) und Laserconnect 1000 (ferrule 10 mm), NA=0,22, Kerndurchmesser=600 μm

⁶ Zwei doppelbrechende Quarzglasplatten mit 2 und 8 mm, Bernhard Halle Nachfl. GmbH

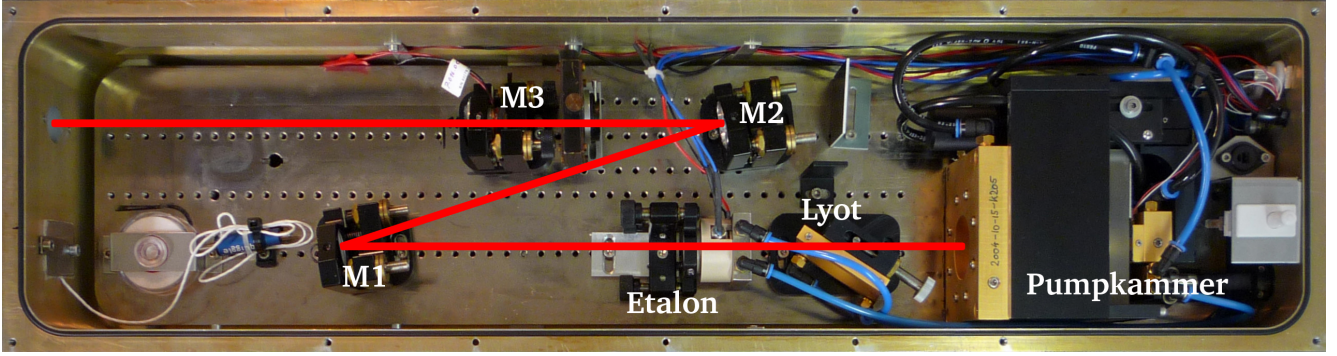


Abbildung 5.4.: Blick in den Resonatorraum des Yb:YAG Scheibenlasers. Der lineare Resonator mit einer Länge von ca. 70 cm ($FSR \approx 200$ MHz) wird von der Scheibe innerhalb der Pumpkammer; zwei Umlenkspiegeln (M1 und M2) und dem Auskoppelspiegel (M3) gebildet. Zum Verstimmen der Betriebswellenlänge ist ein Lyot-Filter eingefügt, ein Etalon reduziert die Linienbreite. Der Halter für das Lyot-Filter ist wassergekühlt. Das Etalon wird mit einem Peltierelement über Umgebungstemperatur stabilisiert.

Das Etalon verringert die Linienbreite laut Werksangabe von 2 GHz auf < 5 MHz auf einer Zeitskala von 50 ms. Eine effiziente Laserkühlung gelingt nur, wenn die Linienbreite des Lasers im UV deutlich kleiner ist als die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs (1,27 MHz). Die zweifache Frequenzverdopplung führt jedoch zu einer Vervierfachung der Linienbreite, d.h. im UV ist die Linienbreite um einen Faktor vier größer als im Infraroten. Eine genauere Obergrenze für die Linienbreite des Scheibenlasers ergibt sich unter Verwendung eines kommerziellen Etalons⁷. Mit einem freien Spektralbereich von 1 GHz und einer Finesse von 400 liegt die Auflösungsgrenze bei 2,5 MHz. Um die Obergrenze möglichst genau zu bestimmen, wurde die Linienbreite im Grünen vermessen. Die Resonanzpeaks weisen eine Halbwertsbreite von 2,6 MHz auf. Die Obergrenze für die infrarote Linienbreite ergibt sich zu $\leq 1,3$ MHz. Mit Hilfe von Beatnote-Spektroskopie [195, 196] lässt sich die tatsächliche Linienbreite des Lasers bestimmen. Eine solche Heterodyn-Messung verlangt jedoch zwei identische Laser, die sich bei leicht unterschiedlicher Frequenz auf einem Detektor kohärent überlagern. Hierbei entsteht ein lorentzförmiges Schwebungssignal $S_b(\nu)$, das mit einer Avalanche-Photodiode über einen elektronischen Spektrum Analysator sichtbar gemacht werden kann. Es lässt sich wie folgt beschreiben [195]:

$$S_b(\nu) = \frac{\delta\nu_1 + \delta\nu_2}{2\pi \left((\nu - \nu_b)^2 + \left(\frac{\delta\nu_1 + \delta\nu_2}{2} \right)^2 \right)}, \quad (5.1)$$

mit den Linienbreiten der Laser $\delta\nu_1$, $\delta\nu_2$ und der Beatfrequenz ν_b . Die Halbwertsbreite des Beatsignals entspricht folglich der Summe der beiden Linienbreiten der verwendeten Laser. Eine Heterodyn-Messung zwischen dem Scheibenlaser und einem gitterstabilisiertem Diodenlaser (ECDL⁸) ergibt eine obere Grenze für die Linienbreite des Scheibenlasers von 225 kHz. Diese Abschätzung gilt unter der Annahme einer typischen Linienbreite des ECDL von 450 kHz auf einer Zeitskala von 20 ms.

⁷ Toptica FPI 100

⁸ Toptica DL-100, typische Linienbreite 450 kHz (Integrationszeit 5 μ s).

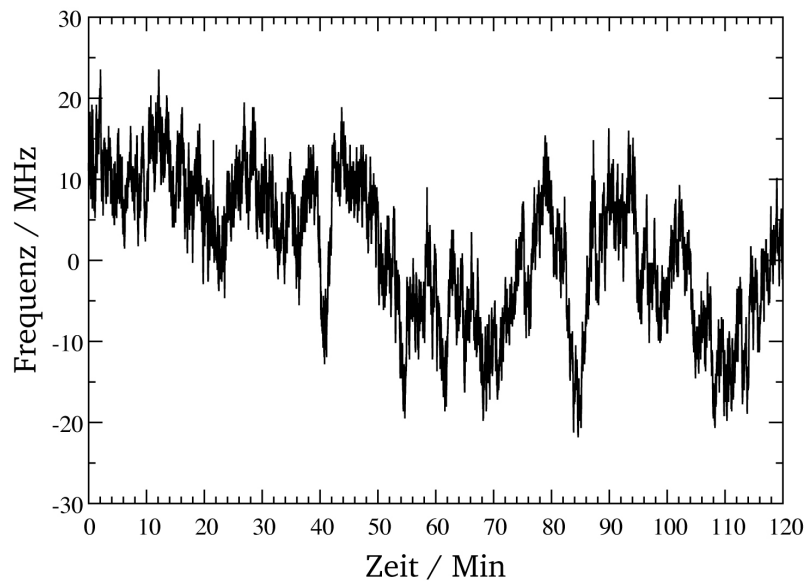


Abbildung 5.5.: Aufgetragen ist die zeitliche Frequenzdrift des Scheibenlasers bei 295,38638 THz (entspricht einer Wellenlänge von 1014,9 nm) im freilaufenden Betrieb.

Der Auskoppelspiegel⁹ des Scheibenlasers ist auf einen Ringpiezo¹⁰ aufgeklebt. Der Piezo erlaubt die Manipulation der Laserfrequenz und dient somit der Einspeisung eines Rückkopplungssignals zur Stabilisierung. Üblicherweise ist der Scheibenlaser nach einer Warmlaufzeit von ca. 3 Stunden betriebsbereit. Bei 1014,9 nm stehen maximal 5 W Laserleistung zur Verfügung. Hierzu wird ein Pumpstrom von 29 A benötigt, entsprechend eine Pumpleistung von 89,5 W. Der schematische Aufbau des Scheibenlasers ist Abb. 5.4 zu entnehmen. Durch Variation der Temperatur des Etalons lässt sich die aktuelle Resonatormode in 200 MHz Schritten wählen. Zur Feinabstimmung der Frequenz kann der Spannungsoffset am Piezo des Auskoppelspiegels variiert werden.

Durch das Auflöten der Scheibe auf den Kühlkörper erfährt die Scheibe eine konkave Krümmung. Die Stabilität des Resonators ist gegeben, wenn die Länge des Resonators kleiner als dieser Krümmungsradius¹¹ ist. Mit zunehmender Pumpleistung und der daraus resultierenden thermischen Belastung bildet sich eine thermische Linse aus. Dies führt bei hohen Pumpleistungen zu Instabilitäten und bringt den Laserbetrieb zum Erliegen. In Abbildung 5.5 ist die Frequenzdrift des Scheibenlasers über die Laufzeit aufgetragen, hierzu wurde ein Wavelength Meter¹² verwendet. Trotz der beachtlichen thermischen Drift konnte bisher ein modensprungfreier Betrieb von bis zu 5 Stunden beobachtet werden. Dies gelingt nur nach entsprechender Warmlaufzeit von einigen Stunden in einer sehr gut klimatisierten Umgebung ($\Delta T < \pm 0,5$ K). Hierbei ist zu beachten, dass sich die Frequenzdrift im Ultravioletten durch die zweifache Frequenzverdopplung vervierfacht.

⁹ Laseroptik GmbH, plan $\varnothing = 10$ mm, Dicke 1 mm, R= 99,2 %

¹⁰ PI PicaThru P016.00H, L: 7 mm OD: 16 mm ID: 8 mm, 1 kV

¹¹ hier: R=1310 mm

¹² HighFinesse/Angstrom WS/7 Super-Precision Wavelength Meter

5.3 Frequenzverdopplung

In den frühen 60er Jahren wurden die ersten Laser experimentell realisiert [1, 2]. Die Anwendung der Laserstrahlung führte schon bald zur ersten Beobachtung von Frequenzverdopplung in kristallinem Quarzglas [197]. Die Theorie der Frequenzverdopplung und deren Abhängigkeit von den Strahlparametern wurde daraufhin intensiv untersucht und ist in den folgenden Referenzen [198–200] detailliert beschrieben. Bei der Frequenzverdopplung wird in Typ-I und Typ-II Konversion unterschieden [201–203]. Bei dem hier verwendeten Typ-I Prozess ist die eingehende Fundamentale ordentlich und die erzeugte Harmonische außerordentlich polarisiert. Die Phasenanpassung kann nun abhängig von den Kristalleigenschaften kritisch oder nicht-kritisch erfolgen, also durch Anpassen des Kristallwinkels oder der Kristalltemperatur. Eine detaillierte Übersicht der verschiedenen Prozesse und Kristalle ist folgender Referenz [204] zu entnehmen.

Ein am Verstärkungsmaximum (1030 nm) betriebener Yb:YAG Scheibenlaser erlaubt eine interne Frequenzverdopplung. Als nichtlineares Medium wird ein Lithium-Triborat-Kristall (LiB_3O_5 , kurz: LBO) in den Resonator eingefügt¹³. Die Frequenzverdopplung von 1014,9 auf 507,45 nm ist durch interne Frequenzkonversion nicht möglich, da der Laser in diesem Bereich am Rand des Verstärkungsprofils betrieben wird. Die zusätzlichen nichtlinearen Verluste im Resonator würden den Laserbetrieb zum Erliegen bringen. Der Betrieb des Lasers am Rand des Verstärkungsprofils erfordert folglich eine externe Frequenzverdopplung. Es bieten sich periodisch gepolte Kristalle in Einfachdurchgang an. Alternativ ist auch eine Frequenzverdopplung in einem nichtlinearen Kristall innerhalb eines Überhöhungsresonators möglich. Phasenanpassung durch periodisches Polen ermöglicht es, jeweils den grössten nichtlinearen Koeffizienten des entsprechenden Kristalls zu nutzen, so dass eine effiziente Erzeugung der zweiten Harmonischen eines kontinuierlichen Lasers im Einfachdurchgang möglich ist [205]. Die Verwendung eines Resonators erfordert immer eine Stabilisierung seiner Länge, um ihn zur umlaufenden Wellenlänge in Resonanz zu halten.

5.3.1 Periodisch gepolte Lithiumniobat-Kristalle

Zur Frequenzverdopplung der infraroten Laserleistung wurden periodisch gepolte Lithiumniobat-Kristalle¹⁴ (PPLN) und mit Magnesiumoxid dotierte PPLN-Kristalle¹⁵ (PPMgO:LN) untersucht. Eine Übersicht zu Theorie und Experimenten mit solchen periodischen Strukturen ist der Referenz [206, 207] zu entnehmen. Die infrarote Laserleistung wird zur Frequenzkonversion in den Kristall hinein fokussiert. Nach anschließender Kollimierung wird die Fundamentale von der zweiten Harmonischen mit Hilfe eines Prismas getrennt. Insbesondere bei hohen Laserleistungen ($> 1\text{ W}$) verschlechtert sich die Strahlqualität der zweiten Harmonischen durch Rückkonversionseffekte im Kristall. Das Strahlprofil ähnelt einer Donutmode, mit der eine weitere Frequenzkonversion nicht mehr effizient möglich ist. Auch bei geringen Laserleistungen werden PPLNs besser innerhalb eines Überhöhungsresonators geringer Finesse (20-30) verwendet, dies verbessert die Strahlqualität erheblich [208]. Aus diesem Grund wurden Überhöhungsresonatoren bevorzugt.

¹³ Sahajanand Laser Technologies - SLT, Gross-Bieberau, MonoDisk-515

¹⁴ 50 mm lang, 3 mm breit und 0,5 mm hoch mit einem Domänenabstand von $5,9\text{ }\mu\text{m}$

¹⁵ 60 mm lang, 8 mm breit und 0,5 mm hoch mit 4 Reihen mit unterschiedlichen Domänenabständen beginnend mit $5,6\text{ }\mu\text{m}$ plus jeweils $0,05\text{ }\mu\text{m}$

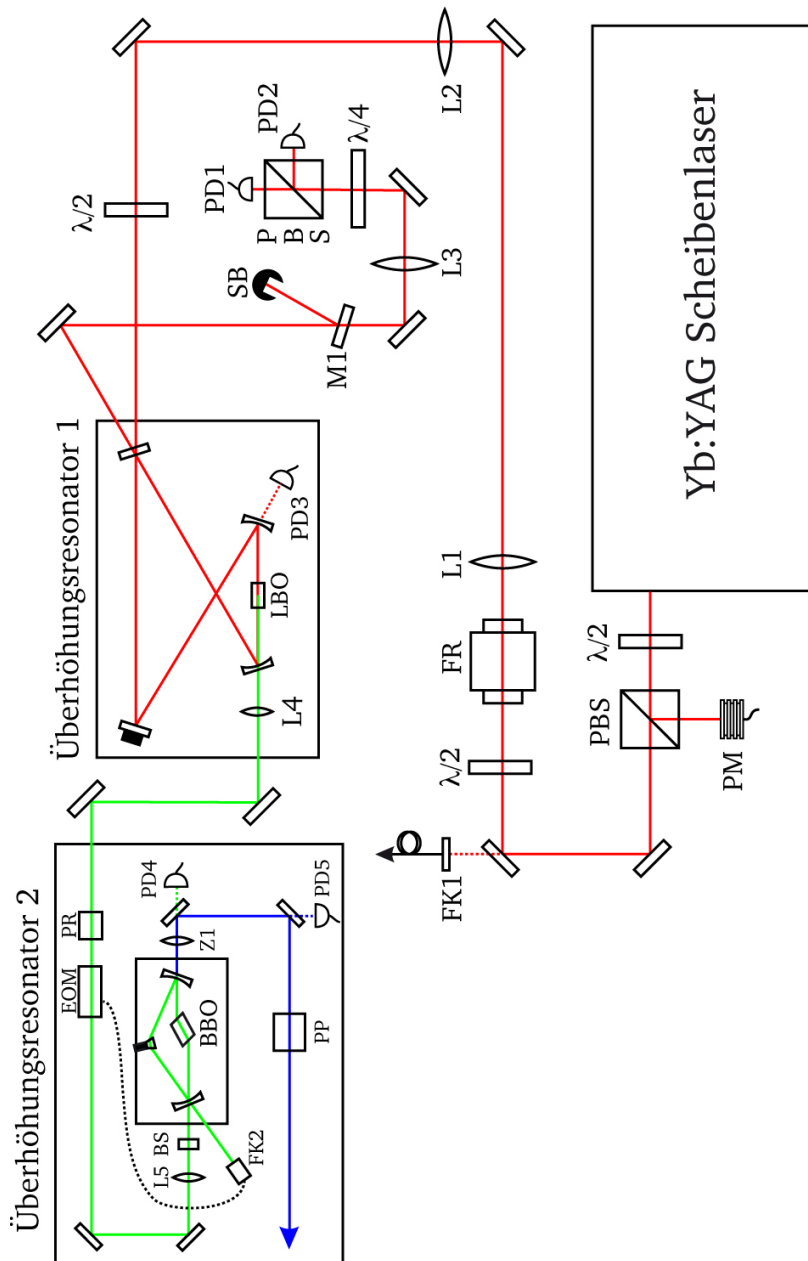


Abbildung 5.6.: Experimenteller Aufbau zur Frequenzvervierfachung. Die IR-Laserleistung des Scheibenlasers wird mit den Linsen L1 und L2 an die Mode des Überhöhungsresonator 1 angepasst, die lineare Polarisation wird mit einer $\lambda/2$ -Platte angepasst. Der Einsatz eines Faraday-Rotators (FR) verhindert Störungen durch zurückgestreute IR-Laserstrahlung. Die am Einkoppelspiegel des Überhöhungsresonators 1 reflektierte IR-Laserleistung wird mit dem Spiegel M1 abgeschwächt und in die Polarisationsspektroskopie geführt. Hier wird das Fehlersignal nach Hänsch-Couillaud generiert. Die senkrecht polarisierte grüne Ausgangsleistung wird mit Linse L4 kollimiert und in den Überhöhungsresonator 2 geführt. Ein Parallelepiped (PR) dient zur Drehen der Polarisation. Zur Stabilisierung nach Pound-Drever-Hall prägt ein elektro-optischer Modulator (EOM) der eingehenden Laserleistung Seitenbänder auf. Die Linse L5 und ein entspiegeltes Quarzglasplättchen (BS) erlauben die Anpassung des Strahls an die Resonatormode. Die frequenzverdoppelte UV-Leistung wird mit einer Zylinderlinse (Z1) kollimiert. Das elliptische Strahlprofil wird mit einem Prismenpaar (PP) korrigiert.

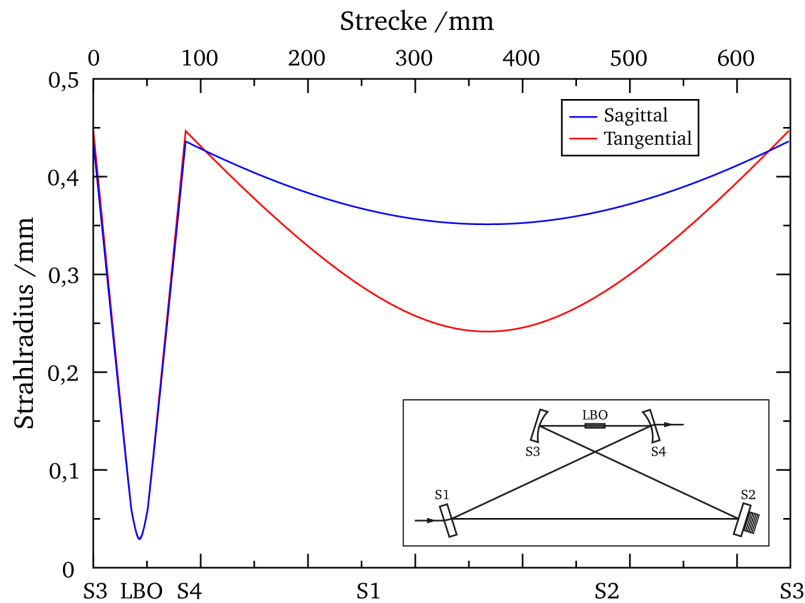


Abbildung 5.7.: Aufgetragen sind der tangentiale und der sagittale Strahlradius in Abhängigkeit der zurückgelegten Strecke im Überhöhungsresonator 1 zur Frequenzverdopplung der infraroten Laserleistung. Durch den planen Spiegel S1 wird die zu verdoppelnde IR-Laserleistung eingekoppelt ($R = 97,5\%$ für $1014,9\text{ nm}$). Der plane Spiegel S2 ist auf einen Piezo geklebt und wird zur Stabilisierung verwendet. Der LBO ist zwischen den konkaven Spiegeln S3 und S4 positioniert. Die zweite Harmonische wird durch den konkaven Spiegel S4 ausgekoppelt.

5.3.2 Erste Frequenzverdopplungseinheit

Zur Frequenzverdopplung der infraroten Laserleistung des Scheibenlasers wird ein externer Überhöhungsresonator in Bowtie-Konfiguration eingesetzt [209, 210]. Die Gesamtlänge des Resonators beträgt 648 mm, daraus resultiert ein freier Spektralbereich von 463 MHz. Der Resonator wurde mit JLaberLab 2.0¹⁶ auf der Basis des ABCD-Matrix-Formalismus konstruiert [211]. Der Verlauf des tangentialen und sagittalen Strahlradius innerhalb des Resonators ist Abbildung 5.7 zu entnehmen. Eine Skizze des Überhöhungsresonators sowie die Positionen der einzelnen Resonatorspiegel und des LBO-Kristalls sind ebenfalls abgebildet. Der Fokus im Kristall hat einen Radius von $30\text{ }\mu\text{m}$. Die Einbettung des Resonators ins Gesamtsystem ist Abbildung 5.6 zu entnehmen.

Die zum Resonator geführte infrarote Laserleistung lässt sich durch die Kombination einer $\lambda/2$ -Platte mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) einstellen. Zur Leistungsbestimmung wird der s-polarisierte Ausgang auf den Sensor eines Leistungsmessgerätes¹⁷ (PM) gestrahlt. Die ausgehende p-Polarisation wird über zwei Spiegel durch eine $\lambda/2$ -Platte und einen Faraday Rotator (FR) geführt. Der Faraday Rotator verhindert in Kombination mit der $\lambda/2$ -Platte und dem polarisierenden Strahlteilerwürfel Störungen des Scheibenlasers durch rücklaufende resonante infrarote Laserleistung. Da der runde Fokus des Scheibenlasers am Auskoppler (mit einem Radius von $400\text{ }\mu\text{m}$) dem Fokus im kollimierten Arm des Resonators entspricht, muss nur die Strecke zwischen beiden überbrückt werden. Die infrarote Laserleistung wird mit einer

¹⁶ www.iap.tu-darmstadt.de/lqo/research/laser-development/software

¹⁷ Spectra Physics, Laser Power Meter, Analog, 407A

1:1 Abbildung bestehend aus zwei plankonvexen Linsen L1 und L2 mit einer Brennweite von 200 mm auf die Eigenmode des ersten Resonators abgebildet. Der Astigmatismus des Überhöhungsresonators wird dabei vernachlässigt. Die Linsen des Teleskops lassen sich senkrecht zum Strahl in vertikaler und horizontaler Richtung verschieben. Die Strahldivergenz kann durch den Abstand der beiden Linsen zueinander angepasst werden, hierzu sind die Linsen auf einen linearen Verschiebetisch positioniert. Durch eine $\lambda/2$ -Platte vor dem Einkoppelspiegel des Resonators lässt sich die lineare Polarisation leicht variieren (siehe Abbildung 5.6).

Als nichtlineares Medium wird ein Lithium-Triborat-Kristall (LiB_3O_5 , kurz LBO) im Resonator eingesetzt. Die Abmessungen des Kristalls¹⁸ betragen $3 \times 3 \times 15 \text{ mm}^3$. LBO-Kristalle zeichnen sich durch eine extrem hohe Zerstörschwelle von 10 GW/cm^2 aus. Die Frontflächen sind senkrecht geschnitten. Um die linearen Verluste zu minimieren, ist eine AR-Beschichtung sowohl für 1015 nm als auch für 507 nm aufgetragen. Bei dem Verdopplungsprozess handelt es sich um einen Typ-I Prozess mit nicht-kritischer Phasenanpassung. Die nicht-kritische Phasenanpassung wird für die Schnittwinkel $\Theta = 90^\circ$ und $\Phi = 0^\circ$ bei einer Temperatur von 204,70°C erreicht. Der Kristall wird innerhalb eines Neusilberofens mit Heizpatronen durch eine Temperatursteuerung auf 0,01 K gehalten. Alle Spiegel im Resonator sind hochreflektierend für 1015 nm (mit Ausnahme des Einkoppelspiegels) und hochtransmittierend für 507 nm. Der plane Einkoppelspiegel S1 mit einer Reflektivität von 97,5 % erwies sich als ideal, um die linearen Verluste im Resonator zu kompensieren. Dem Strahlverlauf folgend ist der plane Spiegel S2 zur Stabilisierung der Resonatorlänge auf einem Piezo aufgebracht. Die konkaven Spiegel S3 und S4 weisen einen Krümmungsradius von -75 mm auf. Spiegel S3 ist auf einem linearen Verschiebetisch montiert, um den für die Stabilität des Resonators kritischen Abstand zwischen den Spiegel S3 und S4 präzise einstellen zu können.

Der Resonator wird mit dem Hänsch-Couillaud-Verfahren stabilisiert [212, 213]. Da der nicht-lineare Kristall im Resonator polarisationsabhängige Brechungsindices aufweist, zeigt der Resonator für die s- und die p-Polarisation jeweils eine andere Finesse. Die hohen Verluste der s-Polarisation im Resonator führen zu einer geringen Einkoppeleffizienz, so dass der s-polarisierte Anteil des Strahls bereits am Einkoppelspiegel reflektiert wird. Folglich weist der reflektierte Strahl eine frequenzabhängige Phasenverschiebung auf. Die Überlagerung mit der im Resonator umgelaufenen p-Polarisation ergibt aufgrund dieser Phasenverschiebung eine elliptische Polarisation. Eine elliptisch polarisierte Welle kann als Überlagerung zweier zirkular polarisierter Wellen mit verschiedenen Amplituden betrachtet werden und mit einer $\lambda/4$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) in seine parallel und senkrecht polarisierten Anteile aufgeteilt werden. Die einzelnen Intensitäten werden mit je einer Photodiode aufgenommen (PD1 und PD2). Die Differenz dieser beiden Signale ergibt das für das Hänsch-Couillaud-Verfahren typische Fehlersignal. Es weist im Resonanzfall eine steile Flanke auf und wird zur Stabilisierung des Resonators verwendet [196].

Das Fehlersignal wird durch Längenmodulation des Resonators mit Hilfe des Piezos sichtbar. Das Differenzsignal wird mit einem PID-Regler optimiert und über einen Verstärker an den Piezo des Spiegels S2 zur Stabilisierung des Resonators zurückgeführt. Die Rückkopplungsbandbreite am Piezo ist auf $\leq 10 \text{ kHz}$ begrenzt. Der frequenzkonvertierte Laserstrahl ist s-polarisiert und verlässt den Resonator durch den Spiegel S4. Die Linse L4 mit einer Brennweite von 75 mm wird zur Kollimation der zweiten Harmonischen eingesetzt und wird über zwei Spiegel in den Überhöhungsresonator 2 geführt.

¹⁸ Crystal GmbH, Berlin

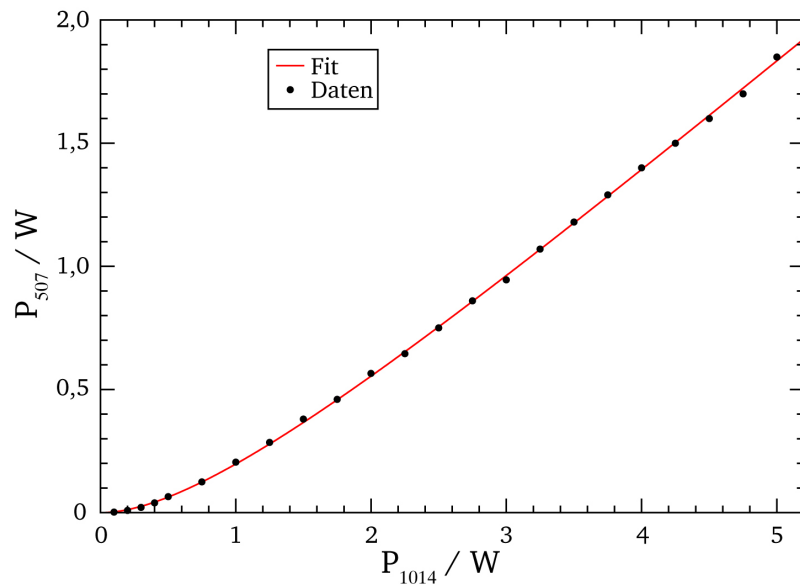


Abbildung 5.8.: Aufgetragen ist die Entwicklung der frequenzkonvertierten grünen Laserleistung P_{507} in Abhängigkeit von der eingehenden infraroten Laserleistung P_{1014} . Die maximale Ausgangsleistung von 1,85 W wird bei einer infraroten Eingangsleistung von 5 W erreicht. Die an die Daten angepasste Kurve wurde numerisch bestimmt.

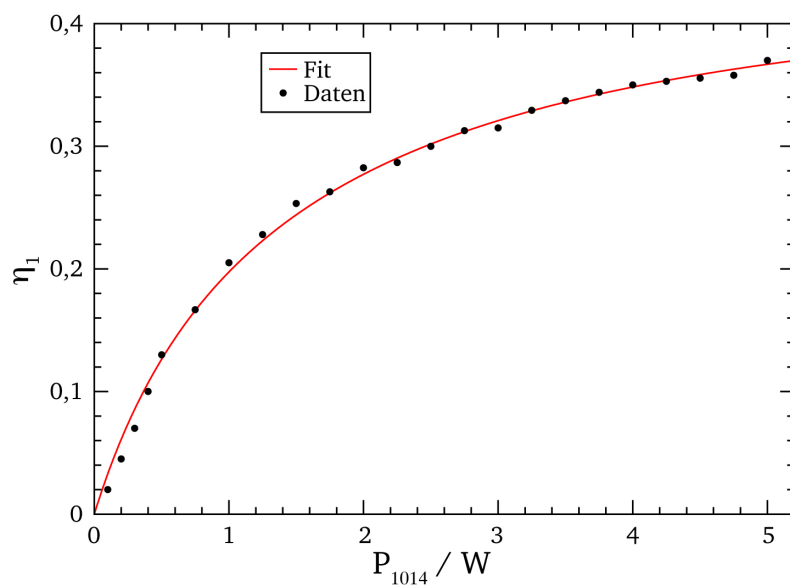


Abbildung 5.9.: Konversionseffizienz η_1 des Überhöhungsresonators 1 gegen die eingehende infrarote Laserleistung P_{1014} . Die maximal erreichte Konversionseffizienz beträgt 37 %. Die Kurve folgt aus der numerischen Anpassung von Gleichung (5.2) an die Daten.

Die Finesse des Überhöhungsresonators 1 beträgt ohne nichtlineare Verluste 165, mit nichtlinearen Verlusten beträgt sie 108. Folglich begrenzen die nichtlinearen Verluste die Finesse. Die Effizienz der Einkopplung aus der am Resonator reflektierten Leistung wurde bestimmt und beträgt 87 %. Bei einer infraroten Eingangsleistung von 5 W wird eine Ausgangsleistung von 1,85 W im Grünen erreicht. Dies entspricht einer maximalen Konversionseffizienz von 37 %. Abbildung 5.8 ist die Entwicklung der grünen Laserleistung P_{507} in Abhängigkeit von der eingehenden infraroten Laserleistung P_{1014} zu entnehmen. Der Verlauf der Konversionseffizienz $\eta_1 = P_{507}/P_{1014}$ in Abhängigkeit von der eingehenden infraroten Laserleistung P_{1014} wird in der Abbildung 5.9 dargestellt. Hin zu hohen Eingangsleistungen wird die Konversionseffizienz zunehmend gesättigt, da die nichtlinearen Verluste die Finesse bzw. die Überhöhung im Resonator begrenzen. Dies erklärt den nahezu linearen Zusammenhang zwischen der Fundamentalen und der zweiten Harmonischen, wie er in Abbildung 5.8 zu erkennen ist. Nur für sehr kleine Eingangsleistungen zeigt sich ein nichtlinearer Zusammenhang. Dies ist analog bei dem Überhöhungsresonator 2 festzustellen. Die Fluktuation der infraroten Leistung ist kleiner 0,5 %. Im gelockten Betrieb beträgt die Fluktuation der grünen Ausgangsleistung 2,2 %.

Die Konversionseffizienz $\eta = P_{2\omega}/P_{\omega}$ mit der fundamentalen Eingangsleistung P_{ω} und der frequenzverdoppelten Ausgangsleistung $P_{2\omega}$ lässt sich wie folgt berechnen [210, 214]:

$$\sqrt{\eta} = \frac{4 \cdot T \cdot \sqrt{E_{\text{NL}} P_{\omega}}}{\left(2 - \sqrt{1 - T} \cdot \left(2 - L_l - \sqrt{\eta E_{\text{NL}} P_{\omega}}\right)\right)^2}, \quad (5.2)$$

mit der Transmission T des Einkoppelspiegels, den zusätzlichen linearen Verlusten L und der Konversionseffizienz im Einfachdurchgang E_{NL} . Die numerische Anpassung dieser Gleichung an die Messdaten unter Verwendung eines evolutionären Algorithmus [215] ergibt: $E_{\text{NL}} = 9,479 \times 10^{-5} / \text{W}$, $L_l = 0,0159$, $T = 0,0112$. Die Summe der quadratischen Abweichungen aller Datenpunkte beträgt 0,0015.

Mit dem Programm SNLO [216] lassen sich die Kristallparameter für den LBO-Kristall bestimmen (siehe Abschnitt B). Für die Effizienz im Einfachdurchgang E_{NL} ergibt sich [217, 218]:

$$E_{\text{NL}} = h \times 5.6987 \times 10^{-19} \left(\frac{1024 \pi^5 d_{\text{eff}}^2 l}{c n_{\omega} \lambda_{\omega}^2} \right), \quad (5.3)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c , der Wellenlänge der Fundamental λ_{ω} und dem dazugehörigen Brechungsindex n_{ω} . Zu beachten ist, dass der effektive nicht lineare Koeffizient d_{eff} in pm/V und die Länge l des Kristalls in cm eingesetzt wird. Der Parameter h ist von der Rayleighlänge und dem *walk-off* im Kristall abhängig [211]. Für den Überhöhungsresonator 1 mit einem LBO-Kristall ergibt sich der Parameter h zu 1. Nach Gleichung (5.3) ergibt sich $E_{\text{NL}} = 2,34 \times 10^{-4} / \text{W}$. Im Vergleich dazu weist der verwendete Kristall mit $E_{\text{NL}} = 9,48 \times 10^{-5} / \text{W}$ einen schlechteren Wert auf. Höhere Effizienzen erfordern folglich eine bessere Kristallqualität (siehe Referenz [174]).

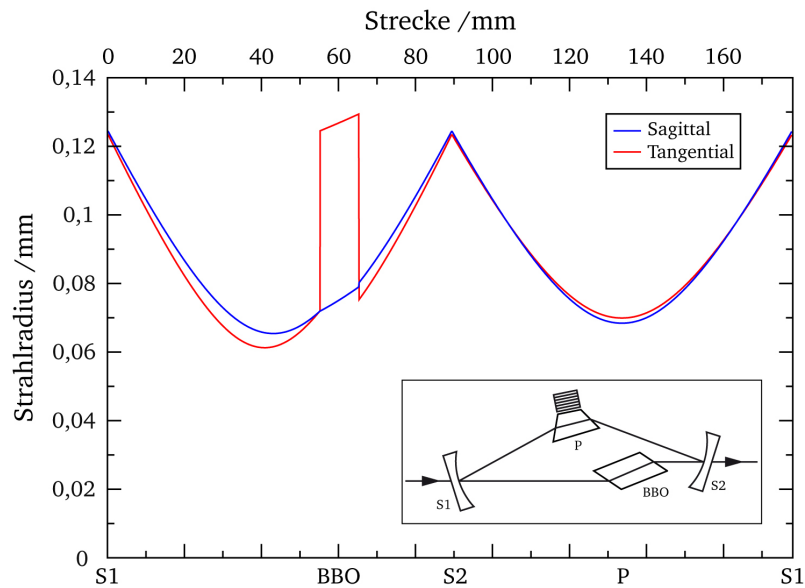


Abbildung 5.10.: Aufgetragen sind der tangentiale und der sagittale Strahlradius in Abhängigkeit von der zurückgelegten Strecke im zweiten Überhöhungsresonator zur Frequenzverdopplung der grünen Laserleistung. Durch den konkaven Spiegel S1 wird die zu verdoppelnde grüne Laserleistung eingekoppelt. Nach dem BBO wird der Resonator mit dem konkaven Spiegel S2 und dem Prisma P geschlossen. Das Prisma ist auf einen Piezo geklebt und wird zur Stabilisierung verwendet.

5.3.3 Zweite Frequenzverdopplungseinheit

Die zweite Stufe zur Frequenzverdopplung der grünen Laserleistung bildet ein kommerzielles System (Spectra-Physics WaveTrain). Als nicht linearer Kristall dient ein Beta-Bariumborat-Kristall (β -BaB₂O₄) in einem sehr kompakten dreieckigen Überhöhungsresonator¹⁹.

Der Resonator wurde mit JLab 2.0 rekonstruiert. Verläufe des transversalen und sagittalen Strahlradius innerhalb des Resonators sind Abbildung 5.10 zu entnehmen. Eine Skizze des Resonators und die Position der einzelnen Resonatorspiegel, des Prismas und des BBO-Kristalls ist ebenfalls eingefügt. Der Fokus im Kristall hat einen tangentialen Radius von $130\,\mu\text{m}$ und einen sagittalen Radius von $75\,\mu\text{m}$. Dieser extreme Astigmatismus im Kristall wird der frequenzverdoppelten Ausgangsleistung aufgeprägt. Der Resonator ist nur 176 mm lang, entsprechend beträgt der freie Spektralbereich 1,7 GHz. Der BBO-Kristall befindet sich zwischen zwei konkaven Spiegeln mit einem Krümmungsradius von $-60\,\text{mm}$, die den Einkoppel- und Auskoppelspiegel darstellen. Der Resonator wird über ein auf einen Piezo²⁰ montiertes Prisma geschlossen. Der Piezo wird zur Stabilisierung verwendet. Es handelt sich ebenfalls um einen Typ-I Prozess. Die Phasenanpassung erfolgt jedoch kritisch über den Winkel des Kristalls. Die Abmessungen des Kristalls betragen $6 \times 4 \times 10\,\text{mm}^3$. Eine kritische Phasenanpassung wird für die Schnittwinkel $\Theta = 51,2^\circ$ und $\Phi = 0^\circ$ bei Raumtemperatur erreicht. Die Frontflächen des BBO-Kristalls sind im Brewsterwinkel ($59,95^\circ$) geschnitten und optisch poliert.

¹⁹ DeltaConcept

²⁰ Piezomechanik, PST 150/7/40 VS 12

Abbildung 5.6 ist eine komplette Skizze des Überhöhungsresonators zu entnehmen. Zwischen den beiden Überhöhungsresonatoren ist kein Faraday-Isolator nötig, da die zurück gestreute grüne Laserleistung nicht mit dem Überhöhungsresonator 1 resonant ist. Die lineare Polarisation der eingehenden grünen Laserleistung kann mit einem Parallelepiped (PR) manipuliert werden. Der nachfolgende elektro-optische Modulator (EOM) prägt der eingehenden Laserstrahlung Seitenbänder mit ± 15 MHz auf, um den Resonator mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren zu stabilisieren [219, 220]. Mit Linse L5 und einem Quarzglasplättchen (BS) wird der Strahl an die Resonatormode angepasst. Die Linienbreite des Resonators ist verglichen mit dem Frequenzabstand der Seitenbänder deutlich kleiner. Dies führt dazu, dass die Seitenbänder vollständig reflektiert werden. Zusätzlich wird der reflektierte Strahl mit der im Resonator umgelaufenen Leistung überlagert. Die Superposition dieser beiden Strahlen wird über Faserkoppler FK2 in eine Faser eingekoppelt und auf eine Photodiode geführt. Das erhaltene Signal weist die Modulationsfrequenz auf. Mit einem *lock-in amplifier* wird nun das Fehlersignal erzeugt, mit einem PID-Regler optimiert und verstärkt an den Piezo des Prismas (P) zur Stabilisierung des Resonators zurück geführt.

Da der BBO-Kristall stark hygroskopisch und daher anfällig für Luftfeuchtigkeit wird diese mittels einer Trockenpatrone innerhalb des abgeschlossenen Resonatorraums minimiert. Zusätzlich ist der Kristall über Raumtemperatur stabilisiert. Der Astigmatismus des BBO-Resonators prägt der ausgehenden Laserleistung ein stark elliptisches Strahlprofil auf. Durch den Einsatz einer Zylinderlinse (Z1) wird der Strahl kollimiert. Das elliptische Strahlprofil wird durch die Verwendung eines Prismenpaares (PP) korrigiert.

Die Finesse der kommerziellen Verdopplungsstufe inklusive der nichtlinearen Verluste beträgt 93. Die Einkoppeleffizienz kann ebenfalls der am Resonator reflektierten Leistung entnommen werden und beträgt 68 %. Bei einer Eingangsleistung von 1,90 W werden in der zweiten Verdopplungsstufe bis zu 280 mW UV erzeugt. Dies entspricht einer Konversionseffizienz von 15 %, und liegt damit deutlich über der Werksangabe von $> 8 - 10$ %. Der Abbildung 5.11 ist die Entwicklung der ultravioletten Laserleistung P_{254} in Abhängigkeit der eingehenden grünen Laserleistung P_{507} zu entnehmen. Die Leistungsfluktuation der ultravioletten Ausgangsleistung im gelockten Betrieb ist kleiner als 4 %. Insgesamt ergibt sich für die Frequenzvervierfachung eine Konversionseffizienz von 5,6 %. Der Verlauf der Konversionseffizienz $\eta_2 = P_{254}/P_{507}$ in Abhängigkeit von der eingehenden grünen Laserleistung P_{507} wird in der Abbildung 5.12 dargestellt.

Der vorgestellte Yb:YAG Scheibenlaser bildet zusammen mit den beiden externen Frequenzverdopplungseinheiten die leistungsstärkste verfügbare Dauerstrich UV-Laserquelle bei einer Wellenlänge von 253,7 nm. Der Betrieb bei einer Ausgangsleistung von 100-150 mW ist reproduzierbar und über lange Zeit stabil zu erreichen. Ein Betrieb bei Maximalleistung führt zu einem schnellen Abfall der UV-Ausgangsleistung, der durch Zerstörungsprozesse im BBO-Kristall, aber auch durch Zerstörung der Beschichtung des Auskoppelspiegels durch die erzeugte UV-Leistung bedingt ist. Ein vergleichbarer Aufbau ist Referenz [174, 221] zu entnehmen.

Die numerische Anpassung der Gleichung (5.2) an die aufgenommenen Daten mit einem evolutionären Algorithmus [215] ergibt: $E_{NL} = 9,913 \times 10^{-5} / \text{W}$, $L_l = 0,02$, $T = 0,008$. Die Summe der quadratischen Abweichungen aller Datenpunkte beträgt 0,0006. Unter Verwendung der mit dem Programm SNLO [216] bestimmten Kristallparameter des BBO-Kristalls (siehe Abschnitt B) ergibt sich nach Referenz [211] der Korrekturparameter h zu 0,02. Die Effizienz im Einfachdurchgang ergibt sich nach Gleichung (5.3) theoretisch zu $E_{NL} = 8,52 \times 10^{-5} / \text{W}$. Im Vergleich dazu weist der verwendete BBO-Kristall mit $E_{NL} = 9,91 \times 10^{-5} / \text{W}$ einen um 16 % besseren Wert auf.

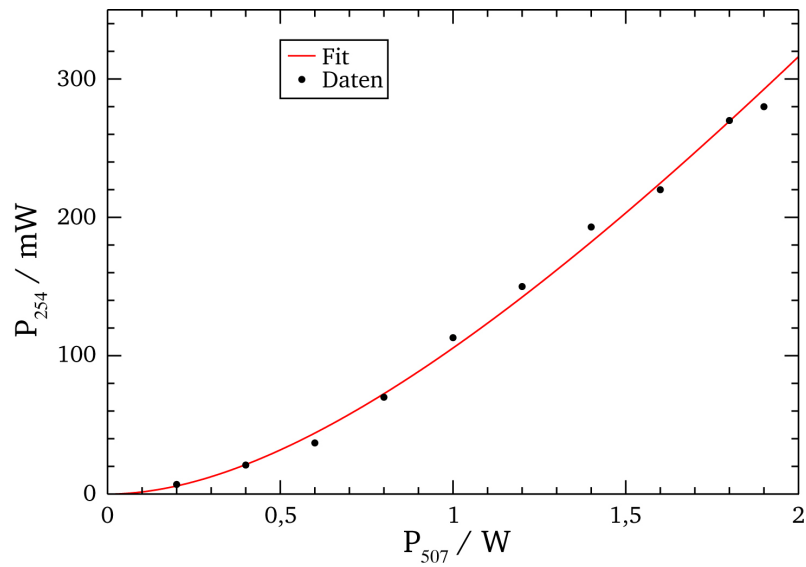


Abbildung 5.11.: Aufgetragen ist die Entwicklung der frequenzkonvertierten ultravioletten Laserleistung P_{254} in Abhängigkeit der eingehenden grünen Laserleistung P_{507} . Die maximale ultraviolette Ausgangsleistung von 280 mW wird bei einer grünen Eingangsleistung von 1,90 W. Die an die Daten angepasste Kurve wurde numerisch bestimmt.

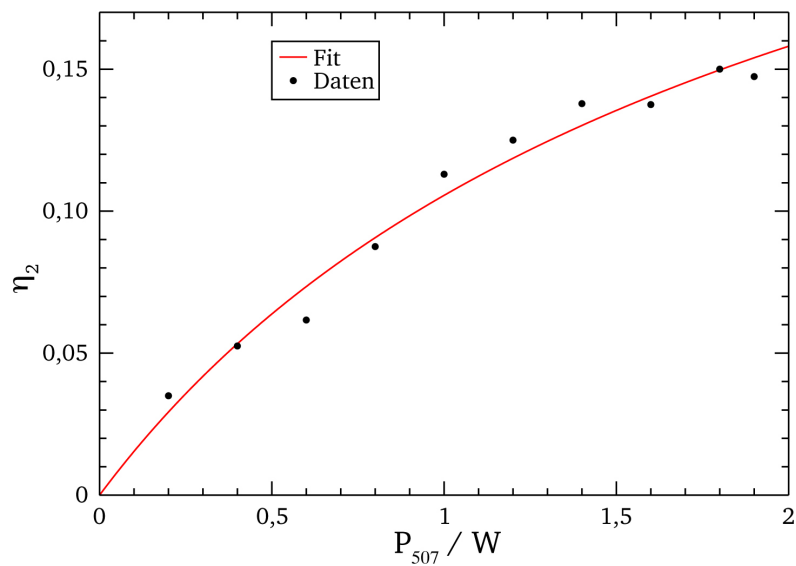


Abbildung 5.12.: Konversionseffizienz η_2 des Überhöhungsresonators 2 gegen die eingehende grüne Laserleistung P_{507} . Maximal ist eine Konversionseffizienz von 0,15 erreichbar. Die Kurve folgt aus der numerischen Anpassung von Gleichung (5.2) an die Daten.

5.4 Frequenzstabilisierung

Die Frequenzstabilisierung von Lasern ist elementar für eine Vielzahl von wissenschaftlichen Anwendungen. Einen guten Überblick über die Entwicklung von Stabilisierungsverfahren und deren Anwendung auf die verschiedensten Laser, insbesondere in Hinblick auf die Verwendung in der Spektroskopie, kann folgenden Referenzen entnommen werden [196, 222–224]. Es geht in erster Linie darum, Schwankungen der Frequenz, aber auch der Intensität des Lasers auf ein Minimum zu reduzieren. Insbesondere für die hier vorgestellten Techniken des Kühlens und Fangen von Atomen und deren spektroskopischer Untersuchungen ist eine absolute Frequenzstabilität unverzichtbar [35].

Erst eine absolute Frequenzstabilisierung ermöglicht einen stabilen MOT-Betrieb, indem der Laser immer bei der optimalen Frequenz zum Kühlen und Fangen von Hg-Atomen läuft. Laserkühlung ist in einem Frequenzbereich möglich, der um bis zu 10 MHz gegenüber dem Kühlübergang rotverschoben ist [17]. Der Dämpfungskoeffizient ist jedoch für einen Sättigungsparameter $s_0 = 2$ und eine Rotverstimmung des Lasers um $\delta = \gamma/2$ maximal, wie Abbildung 2.2 zu entnehmen ist. Die optimale Frequenz ist mit 600 kHz nur geringfügig rotverschoben. Sobald der Laser über die Resonanz des Kühlübergangs in den blauverschobenen Bereich driftet, kollabiert die MOT. Daher ist eine absolute Stabilisierung auf wenige hundert kHz genau erforderlich. Da der Auskoppelspiegel des Scheibenlaser mit einem Piezo versehen ist, kann mit einem entsprechenden Signal die Eigenfrequenz des Resonators direkt beeinflusst werden. Die Bandbreite des Rückkopplungssignal ist durch das Piezo-Spiegel-System auf 6 kHz begrenzt. Ein solches Fehlersignal kann zum Beispiel über einen Vergleich generiert werden [225–227].

Die Kompensation der thermischen Frequenzdrift wurde durch den Einsatz eines Superlocks untersucht [228]. Hierzu wurde der Scheibenlaser mit einem durchstimmbaren konfokalen Etalon auf einen stabilisierten HeNe-Laser gelockt. Die Regelbandbreite ist durch die Scanfrequenz des Etalons begrenzt. Die reine Kompensation der thermischen Frequenzdrift auf einer Zeitskala von 20 ms war nicht ausreichend, um einen stabilen MOT-Betrieb zu gewährleisten. Um nicht nur die thermische Drift sondern auch Frequenzfluktuationen in der Größenordnung bis zu einigen kHz kompensieren zu können, bieten sich zwei Methoden an. Zum einen die Sättigungsspektroskopie in Verbindung mit der Frequenzmodulationsspektroskopie und zum anderen die Stabilisierung auf einen hochstabilen Referenzresonator mit dem Pound-Drever-Hall-Verfahren. Bei diesen beiden Methoden begrenzt das Piezo-Spiegel-System die maximal mögliche Bandbreite des Rückkopplungssignals und nicht die verwendete Methode selbst. Die Sättigungsspektroskopie erlaubt eine absolute Frequenzstabilisierung auf einen atomaren Übergang. Die Frequenzstabilisierung mit einem Referenzresonator ist durch die Eigendrift des Resonators begrenzt. Dafür weist diese Methode im Gegensatz zur Sättigungsspektroskopie ein periodisches Fehlersignal auf.

5.4.1 Sättigungsspektroskopie

Die natürliche Linienbreite γ_{nat} des verwendeten Kühlübergangs stellt ein homogenes Lorentzprofil dar. Diese Linienbreite ist nur sichtbar, wenn die Wahrscheinlichkeit für die Absorption (bzw. die Emission) von resonantem Laserlicht mit der Frequenz ω für alle Atome im Grundzustand (bzw. im angeregten Zustand) gleich ist. Im Allgemeinen ist diese Wahrscheinlichkeit

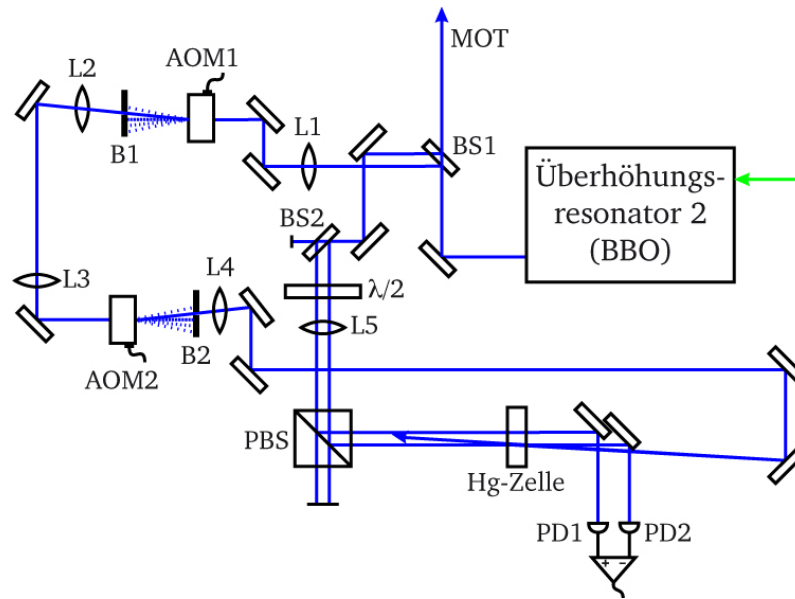


Abbildung 5.13.: Skizze zur Sättigungsspektroskopie. Die zwei Teilstrahlen des beamsamplers BS1 stellen den Abfrage- und den Pumpstrahl dar. Der Pumpstrahl wird durch die beiden akusto-optischen Modulatoren (AOM1 und AOM2) geführt. Nach dem AOM1 wird die -1. Beugungsordnung mit einer Frequenzverschiebung von -200 MHz durch die Blende B1 geführt. Anschließend wird die +1. Beugungsordnung mit einer Frequenzverschiebung von $+200\text{ MHz}$ des AOM2 durch die Blende B2 separiert. Die Rotverschiebung der MOT-Strahlen muss zusätzlich addiert werden. Der Abfragestrahl wird mit einem zweiten beamsampler (BS2) abgeschwächt und in zwei Strahlen aufgeteilt. Mit einer $\lambda/2$ -Platte und einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) werden die Abfragestrahlen weiter abgeschwächt und durch die Hg-Zelle geführt. Einer der Abfragestrahlen wird in der Hg-Zelle nahezu antikollinear mit dem Pumpstrahl überlagert. Nach dem Durchlaufen der Zelle werden sowohl der gesättigte als auch der ungesättigte Abfragestrahl auf je eine Photodiode (PD1 und PD2) gestrahlt. Da die Abfragestrahlen die akusto-optischen Modulatoren nicht durchlaufen ist eine fluktuationsfreie räumliche Ausrichtung gegeben.

abhängig von der Geschwindigkeitsverteilung der Atome. Dies führt zu einer inhomogenen Linienverbreiterung, der so genannten Dopplerverbreiterung.

Die Sättigungsspektroskopie erlaubt die Auflösung der natürlichen Linienbreite. Ein Laserstrahl wird in einen schwachen Abfragestrahl und einen stärkeren Pumpstrahl aufgeteilt. Beide Teilstrahlen werden in der zu spektroskopierenden Absorptionszelle antikollinear überlagert und die Laserfrequenz ω wird über die dopplerverbreiterte Absorptionslinie verstimmt. Ist die Laserfrequenz ω ungleich der Resonanzfrequenz ω_0 , wird der Abfragestrahl (positive z-Richtung) teilweise von der Geschwindigkeitsklasse $v_z = +(\omega - \omega_0 \pm \gamma_{\text{nat}}/2)/k$, der Pumpstrahl jedoch von der Geschwindigkeitsklasse $v_z = -(\omega - \omega_0 \pm \gamma_{\text{nat}}/2)/k$ absorbiert. Für den Fall, dass $\omega = \omega_0$, werden sowohl Abfrage- als auch Pumpstrahl von derselben Geschwindigkeitsklasse absorbiert. Diese Atome bewegen sich folglich senkrecht zu den beiden Laserstrahlen und ihre Sättigung ist entsprechend größer. Der Abfragestrahl weist daher in der Mitte des Dopplerprofils (bei ω_0) ein scharfes Absorptionsminimum auf. Dieses Minimum wurde bereits im Jahre 1963 von Willis Lamb jr. theoretisch vorhergesagt [229, 230], und wird daher auch als *Lamb-*

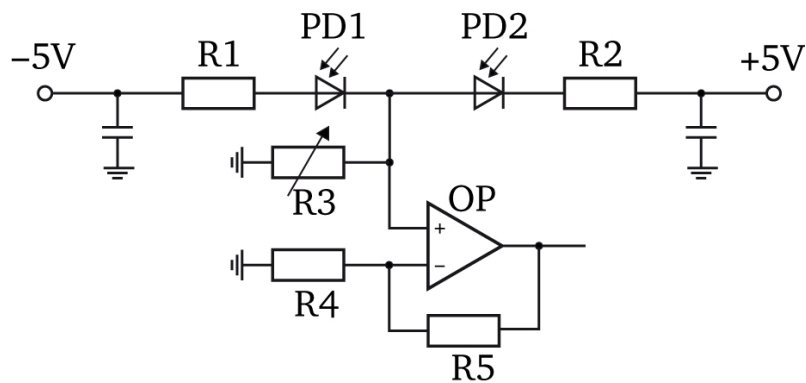


Abbildung 5.14.: Die beiden Probenstrahlen der Sättigungsspektroskopie werden jeweils auf die UV-Photodioden PD1 und PD2 gestrahlt. Mit der dargestellten Schaltung wird die Differenz der beiden Photodiodenströme gebildet. Die Ausgangsspannung des nachfolgenden Transimpedanzverstärkers entspricht dem Eingangssignal des lock-in-amplifiers. Widerstände $R1 = R2 = 10\text{ k}\Omega$ und $R4 = R5 = 100\text{ k}\Omega$, regelbarer Widerstand $R3 = 0\text{--}5\text{ M}\Omega$, OP - Operationsverstärker OP 184 [232].

dip bezeichnet [35, 196]. Die erste Ableitung eines solchen Absorptionsprofils eignet sich zur Frequenzstabilisierung.

Die Herstellung einer Spektroskopie-Zelle ist besonders kritisch. Es ist darauf zu achten, dass die zur Herstellung verwendete Vakuumkammer ausschließlich für ein Element verwendet wird. Weiter muss die Quarzglaszelle sehr gut ausgeheizt werden. Das zu spektroskopierende Element muss im Vakuum gereinigt und schließlich in die Zelle kondensiert werden. Außerdem sollte das Zellenvolumen möglichst groß gewählt werden, da beim Abverschmelzen der Zelle Sauerstoff frei wird und in die evakuierte Zelle gelangt [231]. Die verwendete Spektroskopie-Zelle²¹ ist nach diesen Kriterien gefertigt. Die Zelle besteht aus synthetischem Quarzglas mit einem Durchmesser von 22 mm und einer Dicke von 5 mm. Die Zelle selbst ist ausgeheizt und bis auf 10^{-6} mbar evakuiert. In der Zelle befindet sich ein kleiner Tropfen vakuumgereinigten natürlichen Quecksilbers. Erst die Verwendung dieser hochwertigen Zelle lieferte die in dieser Arbeit dokumentierten Ergebnisse.

Bei der Sättigungsspektroskopie ist die spektrale Auflösung durch den schmalen *Lamb-dip* bestimmt und nicht mehr durch die Doppler-Breite. Die experimentelle Anordnung für die Sättigungsspektroskopie ist Abbildung 5.13 zu entnehmen. Mit einem *beamsampler* (BS1) wird ein Teil der erzeugten UV-Strahlung in die Spektroskopie geführt. Die Reflexion der Vorderseite des *beamsamplers* dient als Pumpstrahl und wird durch zwei akusto-optische Modulatoren²² (AOM1 und AOM2) zur Hg-Zelle geführt. Der Einsatz von zwei akusto-optischen Modulatoren erlaubt eine frei wählbare Verstimmung der Spektroskopie gegenüber den MOT-Strahlen. Nach dem ersten akusto-optischen Modulator (AOM1) wird die -1. Beugungsordnung mit einer Frequenzverschiebung von -200 MHz durch eine Blende (B1) von den restlichen Ordnungen getrennt und weiter verwendet. Diese optische Frequenz wird zusätzlich mit 100 kHz bei kleiner Amplitude moduliert. Als Referenz wird der interne Oszillator des phasenempfindlichen Verstärkers (*lock-in-amplifiers*²³) verwendet. Nach dem zweiten akusto-optischen Modulator (AOM2) wird die +1. Beugungsordnung mit einer Frequenzverschiebung von $+200\text{ MHz}$ wiederum durch

²¹ Ophos Instruments, INC.

²² Crystal Technology Inc., 1200AF-AEF0-1.0

²³ Signal Recovery DSP Lock-In Amplifier 7265

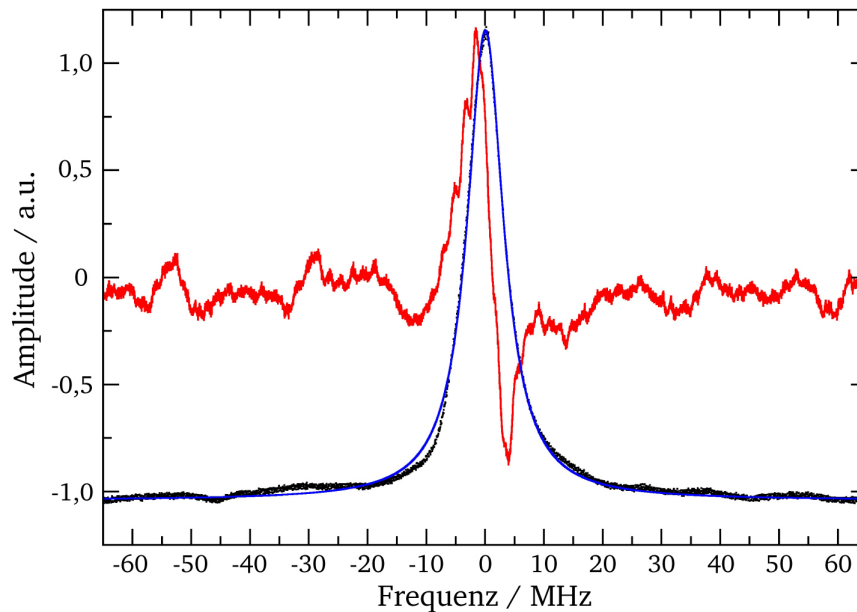


Abbildung 5.15.: Gezeigt ist ein typisches Signal der Sättigungsspektroskopie, der Fit der Messdaten und das dazugehörige Fehlersignal des lock-In amplifiers. Der Fit eines Lorentzprofils ergab eine Linienbreite von $(7,5 \pm 0,8)$ MHz. Auf einer Zeitskala von 25 ms erscheint der Lamb-dip des ^{202}Hg -Isotops folglich um einen Faktor von 6 verbreitert. Der Einfangbereich des Fehlersignals beträgt bezogen auf die hier aufgetragene UV-Frequenz ca. 20 MHz.

eine Blende (B2) getrennt und weiter verwendet. Die gewünschte Rotverschiebung der MOT-Strahlen gegenüber dem atomaren Übergang muss zusätzlich addiert werden. Die Reflexion an der Rückseite des *beamsamplers* (BS1) wird als Abfragestrahl verwendet. Hierzu wird der Strahl durch einen weiteren *beamsampler* (BS2) abgeschwächt und in zwei Strahlen geteilt. Diese beiden Strahlen werden durch die Kombination einer $\lambda/2$ -Platte mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel (PBS) weiter abgeschwächt und durch die Hg-Zelle geführt. Einer dieser Strahlen wird in der Hg-Zelle nahezu antikollinear mit dem Pumpstrahl überlagert. Anschließend werden sowohl der gesättigte als auch der ungesättigte Abfragestrahlen auf je eine UV-empfindliche Photodiode²⁴ geführt. Eine fluktuationsfreie räumliche Ausrichtung dieser beiden Abfragestrahlen ist nur möglich, da diese die akusto-optischen Modulatoren nicht durchlaufen. Da sich die Intensitäten beider Strahlen leicht unterscheiden, wird ein Quarzglasplättchen in den stärkeren Strahl gestellt. Durch Variation des Winkels lässt sich die Transmission und damit die Intensität an der Photodiode anpassen.

Mit der in Abbildung 5.14 gezeigten Schaltung wird die Differenz der beiden Photodiodenströme gebildet [232]. Diese Differenz beträgt neben der Resonanz Null, d.h. Fluktuationen der UV-Intensität werden weitestgehend kompensiert. Im Resonanzfall steigt die Intensität des gesättigten Probenstrahls und die Differenz der Photodioden ist von Null verschieden. Diese Differenz durchläuft dann einem Transimpedanzverstärker. Da die Differenz gebildet wird und das erzeugte Signal nahe der Null liegt, ist eine starke Verstärkung möglich. Die Verstärkung kann durch einen variablen Widerstand (R3) eingestellt werden. Die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers stellt das Eingangssignal des *lock-in-amplifiers* dar. Die Bandbreite der verwendeten Schaltung beträgt 1 MHz.

²⁴ Laser Components, SiC-Photodiode JEC 1C, $A = 1 \times 1 \text{ mm}^2$, $C = 195 \text{ pF}$, Spektralbereich: 220-275 nm

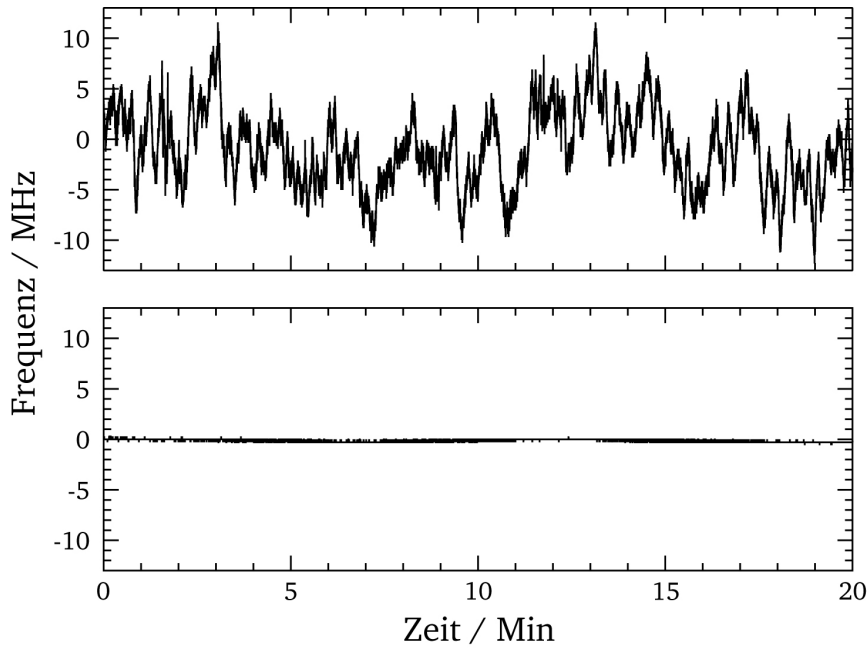


Abbildung 5.16.: Aufgetragen ist die zeitliche Frequenzdrift des Scheibenlasers bei 295,38638 THz (entspricht einer Wellenlänge von 1014,9 nm). Die obere Kurve ist ein 20-Minuten-Ausschnitt der Abbildung 5.5 und zeigt den Verlauf der Frequenz im freilaufenden Betrieb. Im unteren Teil ist der Verlauf im gelockten Betrieb dargestellt.

Das Mischen dieses Signals mit der Frequenz des internen Oszillators und einem nachfolgenden Tiefpass mit der Zeitkonstante $\tau_c = 160 \mu\text{s}$ ergibt das in Abbildung 5.15 gezeigte Fehlersignal. Diese Methode wird auch als Frequenzmodulationsspektroskopie bezeichnet [233]. Die Bandbreite des Signals beträgt 6,25 kHz und ist über $1/\tau_c$ durch die Zeitkonstante bestimmt.

In Abbildung 5.15 ist ein typisches Signal der verwendeten Sättigungsspektroskopie dargestellt. Die Frequenz entspricht der Resonanzfrequenz des ^{202}Hg -Isotops. Zur Aufnahme des Signals wird der infrarote Scheibenlaser mit einer Scanfrequenz von 40 Hz über (45 ± 5) MHz moduliert. Die betrachtete Zeitskala ist durch die Scanfrequenz gegeben und beträgt 25 ms. Die Messdaten (schwarz) zeigen den *Lamb-dip*. Die Anpassung eines Lorentzprofils (blau) an die Messdaten ergibt eine Linienbreite von $(7,5 \pm 0,8)$ MHz. Zusätzlich ist das Fehlersignal des *lock-in amplifiers* (rot) aufgetragen. Das Fehlersignal ist im Gegensatz zu dem Hänsch-Couillaud- bzw. dem Pound-Drever-Hall-Verfahrens nicht periodisch, d.h. der gesamte Empfangsbereich ist durch die Breite des Fehlersignals gegeben. Der Empfangsbereich beträgt bezogen auf die UV-Frequenz lediglich 20 MHz. Zur Eichung der Frequenzachse wird das Triggersignal der Scanfrequenz am Scheibenlaser verwendet. Die mit dem Wavelength Meter bestimmten (45 ± 5) MHz pro Flanke werden mit dem Faktor 4 multipliziert, um die Frequenzvervierfachung zu berücksichtigen.

Gegenüber der natürlichen Linienbreite erscheinen die Signale der Sättigungsspektroskopie um einen Faktor 6 verbreitert. Dies ist unabhängig von der Zeitskala zu beobachten. Verglichen mit der vorher verwendeten Zelle ist dies eine Verbesserung um eine Größenordnung. Da die Sättigungsspektroskopie im Prinzip eine Auflösung der natürlichen Linienbreite erlaubt, bleiben vier weitere mögliche Ursachen. Zum Ersten die Frequenzfluktuation des verwendeten Lasers auf den beobachteten Zeitskalen, zum Zweiten Sättigungsverbreiterung, weiter eine Druckverbreiterung durch mangelnde Qualität der Spektroskopiezelle und anschließend mangelnde Kollinearität zwischen Abfrage- und Sättigungsstrahl. Eine Sättigungsverbreiterung konnte ex-

perimentell ausgeschlossen werden. Die verbleibende Verbreiterung gegenüber der natürlichen Linienbreite hat keine negativen Auswirkungen auf die experimentellen Ergebnisse.

Zur Frequenzstabilisierung wird das aus der Frequenzmodulationsspektroskopie gewonnene Fehlersignal mit einem PID-Regler optimiert und über einen Piezoverstärker an den Piezo des Auskoppelspiegels im Scheibenlaser zurückgeführt. Hierzu wird die Bandbreite des Signals auf 3,2 kHz begrenzt. Abbildung 5.16 zeigt einen 20-Minuten-Ausschnitt des Verlaufs der Scheibenlaserfrequenz im gelockten Betrieb. Deutlich zu erkennen ist das Digitalisierungsrauschen des Wavelength Meters. Bezogen auf die infrarote Laserleistung ergibt sich daraus eine Obergrenze der Frequenzstabilität von 580 kHz. Diese Obergrenze ist durch die Auflösung des Wavelength meters begrenzt. Zum Vergleich ist der Frequenzverlauf im freilaufenden Betrieb hinzugefügt. Die Frequenz wurde mit einem Wavelength Meter mit einer Zeitauflösung von 10 ms aufgezeichnet. Lockzeiten bis zu 20 Minuten konnten bereits realisiert werden. Dabei zeigt sich der Lock sehr anfällig für akustische Störung (Türschlagen, lautes Klatschen, usw.), bedingt durch die extreme Länge des linearen Resonators des Scheibenlasers und die Tatsache, dass das Fehlersignal nicht periodisch ist und nur einen schmalen Einfangbereich aufweist. Der Einfangbereich von 20 MHz im Ultravioletten reduziert sich auf 5 MHz im Infrarotem, bedingt durch die Frequenzvervierfachung.

5.4.2 Referenzresonator

Alternativ zur Sättigungsspektroskopie an einer Quecksilberzelle eignet sich ein hochstabiles Etalon zur Frequenzstabilisierung. In der Arbeitsgruppe von Hidetoshi Katori an der University of Tokyo wird ein konfokales Etalon bestehend aus einem 20 cm langem Invar36-Zylinder als Referenz verwendet (FSR= 375 MHz). An den Enden ist je ein ringförmiger Piezo und ein sphärischer dielektrischer Spiegel ($r = 20$ cm, Reflektivität $R = 95\%$ bei 700 – 1000 nm) angebracht. Um die Stabilität zu maximieren, wird das Etalon innerhalb einer zylindrischen UHV-Kammer mit Hilfe einer Ionengetterpumpe bei einem Druck von 10^{-9} mbar gehalten. Die Vakuumkammer kann bei Bedarf temperaturstabilisiert werden. Die Fenster dieser Kammer sind mit einer AR-Beschichtung versehen.

Bei einer Finesse von 38 beträgt die Halbwertsbreite der Resonanzpeaks 10 MHz. Ohne zusätzliche Temperaturstabilisierung ist die Drift der Frequenz typischerweise kleiner als 500 Hz/s [234]. Ein Piezo eignet sich zum Durchstimmen des Etalons, während der andere genutzt werden kann, um die Drift der Frequenz durch den Lock auf eine noch stabilere Referenz, wie z.B. einen atomaren Übergang, zu kompensieren.

Die Frequenzstabilisierung der Fundamentalwellenlänge auf ein hochstabiles Referenz-Etalon erfolgt nach dem Pound-Drever-Hall Verfahren [196, 219, 220]. Mit einem Strahlteiler wird ein Teil des Hauptstrahls ausgekoppelt und über eine *single-mode* Faser zum Referenz-Etalon geführt. Ein elektro-optischer Modulator (EOM) prägt dem Strahl Seitenbänder mit ± 15 MHz auf. Anschließend wird ein polarisierender Strahlteilerwürfel (PBS) durchlaufen. Der p-polarisierte Strahl wird über zwei Umlenkspiegel (M1, M2) und eine Linse (L) an die Mode des Etalons angepasst. Zur Justage wird das Etalon unter Verwendung eines der beiden Piezos gescannt. Die Resonanzpeaks lassen sich mit einer zusätzlichen Photodiode hinter dem Etalon aufnehmen und auf einem Oszilloskop darstellen. Vor dem Etalon wird zusätzlich eine $\lambda/4$ -Platte positioniert. Da der reflektierte Strahl die $\lambda/4$ -Platte zwei Mal durchläuft, wird seine Polarisation um 90° gedreht. Dieser nun s-polarisierte Strahl wird am polarisierenden Strahlteilerwürfel reflek-

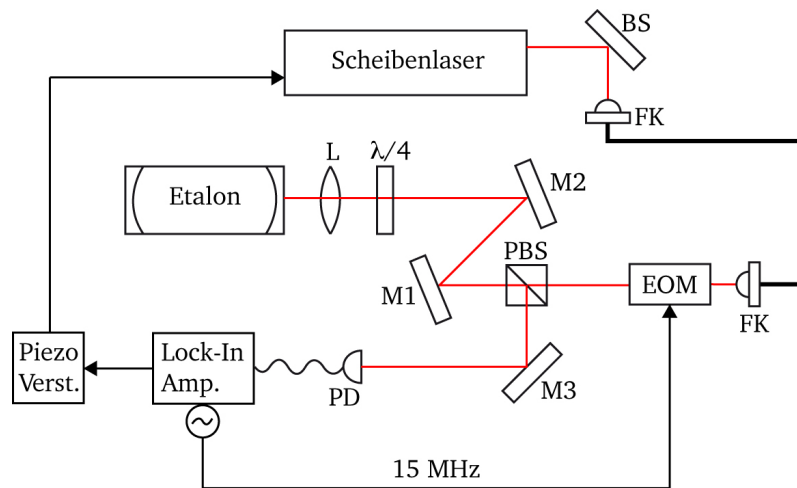


Abbildung 5.17.: Schematischer Aufbau der Pound-Drever-Hall Stabilisierung des Scheibenlasers auf ein hochstabiles Referenz-Etalon.

tiert und über einen Spiegel (M3) auf eine Photodiode (PD) gelenkt. Das Signal dieser Photodiode dient als Eingangssignal des *lock-in amplifiers*. Das erzeugte Fehlersignal wird verstärkt an den Piezo des Auskoppelspiegels des Scheibenlasers gegeben. Die Bandbreite des Fehlersignals beträgt etwa 1 kHz. Der schematische Aufbau kann Abbildung 5.17 entnommen werden. Lockzeiten bis zu 50 Minuten konnten so realisiert werden. Längere Stabilisierungszeiten wären bei stabilerer Labortemperatur sicherlich möglich. Der Vorteil der Verwendung eines solchen Referenzresonators liegt in der Bereitstellung eines Fehlersignals allein durch Verwendung der Fundamentalwellenlänge und der daraus resultierenden Unabhängigkeit von Störungen, die nur durch die Verdopplungsstufen verursacht werden. Die Verwendung des Referenz-Etalons in Reflexion erlaubt die beidseitige Verwendung. Die andere Seite kann beispielsweise verwendet werden, um einen hochstabilen Referenzlaser (der selbst auf einen schmalen atomaren Übergang gelockt ist) einzustrahlen. Dies ermöglicht, die verbleibende Drift des Referenz-Etalons zu eliminieren. Hierzu wird das Referenz-Etalon nach Pound-Drever-Hall auf diesen Referenzlaser gelockt. Alternativ kann ein weiterer Laser auf das Referenz Etalon gelockt werden.

5.5 Strahlteilung

Laut Hersteller hat der Ausgangsstrahl des *WaveTrain* bei Verwendung eines BBO-Kristalls und einer Eingangswellenlänge von 532 nm eine Strahltaile von 0,5 mm bei einem Divergenzwinkel von 1,2 mrad. Ein Teil dieser UV-Ausgangsleistung wird mit einem *beamsampler* der Sättigungsspektroskopie zur Verfügung gestellt. Der Hauptteil wird mit einem Kepler-Teleskop aus zwei plankonvexen Linsen (L1 und L2) aufgeweitet. Beide Linsen sind mit einer Antireflexbeschichtung bei 253,7 nm versehen. Der Abstand der beiden Linsen zueinander entspricht der Summe der beiden Brennweiten ($f_1 = 100$ mm, $f_2 = 500$ mm). Nach dem Teleskop weist der Strahl einen Durchmesser von 14 mm auf. Die geringe Divergenz des Ausgangsstrahls lässt sich durch den Abstand der beiden Linsen zueinander optimieren. Aufgrund der geringeren Divergenz kann der aufgeweitete Strahl ohne nennenswerten Verlust der Kollimation über größere Strecken geführt werden.

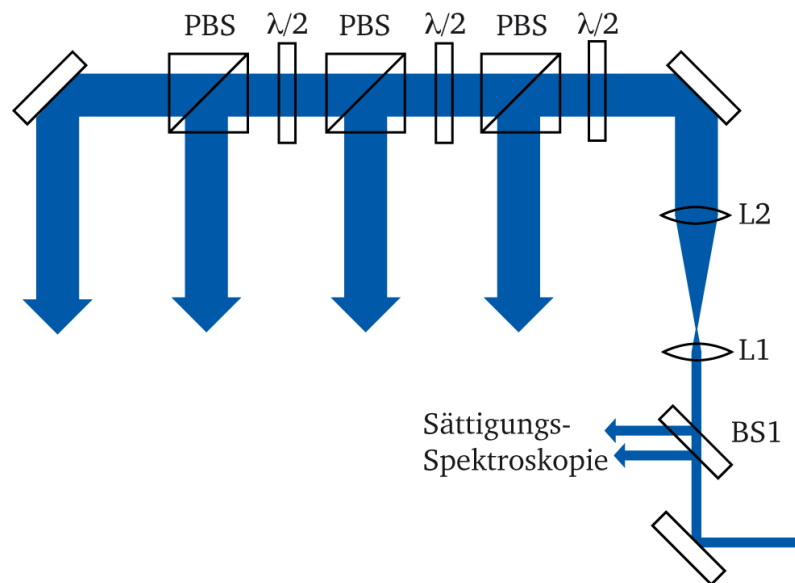


Abbildung 5.18.: Aufteilung der UV-Ausgangsleistung des 2. Überhöhungsresonators. Der Ausgangsstrahl wird mit einem Spiegel umgelenkt. Die zwei Teilstrahlen eines beamsamplers (BS1) werden zur Sättigungsspektroskopie verwendet. Das Teleskop mit den Linsen L1 und L2 wird zur Aufweitung des Strahls verwendet. Anschließend wird der aufgeweitete Strahl mit $\lambda/2$ -Platten und polarisierenden Strahlteilerwürfeln (PBS) in vier Teilstrahlen aufgeteilt. Der erste Teilstrahl kann zur Probenkammer geleitet werden. Die folgenden drei Teilstrahlen werden zur Vakuumkammer geführt.

Nach der Aufweitung des linear polarisierten Strahls folgt die Strahlaufteilung. Prinzipiell gibt es drei Methoden. Ein einzelner Strahl kann durch alle drei Achsen der optischen Molasse geführt und in sich selbst zurück reflektiert werden. Alternativ kann jede Achse der optischen Molasse aus einem einzelnen retroreflektierten Teilstrahl oder zwei kollinear überlagerten Teilstrahlen gebildet werden. Welche Methode angewandt wird ist unter anderem von der zur Verfügung stehenden Laserleistung und der gewünschten Qualität der MOT abhängig. Um die Intensität der einzelnen Achsen zueinander variieren zu können und eine aufwendige Justage der einzelnen Strahlachsen zu vermeiden wird die optische Molasse aus drei einzelnen retroreflektierten Teilstrahlen gebildet.

Hierzu wird je eine $\lambda/2$ -Platte mit einem polarisierenden Strahlteilerwürfel²⁵ kombiniert, um die Laserleistung in vier Teile aufzuteilen. Der erste Teilstrahl kann in die Probenkammer geführt werden, um einen gerichteten Atomstrahl zu generieren. Die Oberseite der Probenkammer ist mit einem Cage-System versehen und befindet sich ungefähr 600 mm über der Tischebene. Das Cage-System ist mit einem Spiegelhalter (45°-Aufnahme) und einem Rotationshalter für die Aufnahme einer $\lambda/2$ -Platte ausgerüstet. Um den Laserstrahl zum Cage-System der Probenkammer zu führen ist eine Profilschiene senkrecht auf den Tisch montiert. Auf der Profilschiene lassen sich zwei Spiegelhalter, die mit speziell angefertigten Adaptern angebracht sind, entlang der Senkrechten verschieben. Die Spiegelhalter sind ebenfalls mit 45°-Adaptern ausgerüstet. Der erste Spiegel führt den parallel zum optischen Tisch einfallenden Strahl senkrecht nach oben. In entsprechender Höhe lenkt der zweite Spiegel den Strahl wiederum parallel zum optischen

²⁵ CVI PBSO-248-100

Tisch zum Cage-System der Probenkammer. Von dort wird der Strahl durch das Fenster in die Probenkammer geführt.

Die restlichen drei Teilstrahlen stellen die drei Achsen der optischen Molasse der MOT dar. Sie werden zur Hauptkammer geführt. Bevor die Strahlen orthogonal zueinander eingestrahlt werden durchlaufen sie je eine $\lambda/4$ -Platte. Danach sind alle drei MOT-Strahlen zirkular polarisiert. Die richtige Polarisation der MOT-Strahlen ist elementar für die Realisierung einer Atomfalle. Wird die Polarisation der MOT-Strahlen auf die Ausbreitungsrichtung der Strahlen bezogen, muss der MOT-Strahl auf der Spulenachse im Vergleich zu beiden orthogonalen Strahlen eine entgegengesetzte zirkulare Polarisation aufweisen. Alle drei Achsen sind auf der gegenüberliegenden Seite mit einem Retroreflektor versehen. Hierzu ist eine $\lambda/4$ -Platte und ein nachfolgender senkrechter Spiegel mit einem Cage-System an der Kammer angebracht. Die Orientierung dieser $\lambda/4$ -Platte ist nicht relevant, da sie zwei Mal passiert wird.

6 Quecksilber-MOT

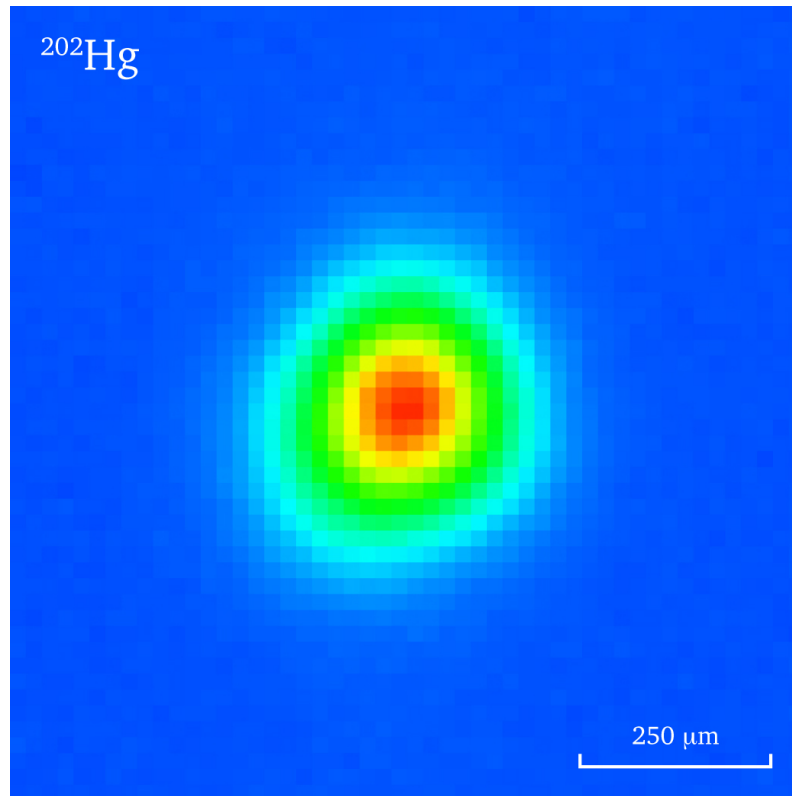


Abbildung 6.1.: Fluoreszenz einer Wolke gefangener ^{202}Hg -Atome in Falschfarbendarstellung. Die Atome wurden aus dem Hintergrundgas geladen. Die Darstellung entspricht einem Ausschnitt von 50×50 Pixel. Der Maßstab ist dargestellt.

Durch die erfolgreiche externe Frequenzvervierfachung des infraroten Yb:YAG Scheibenlasers auf 253,7 nm wurden erste Experimente zur Realisierung einer Quecksilber-MOT möglich. Die benötigte Frequenzstabilität ist erst durch eine absolute Frequenzstabilisierung des Scheibenlasers gegeben. Sie wird durch Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Zelle bei Raumtemperatur mit einem Teil der frequenzvervierten ultravioletten Laserleistung realisiert. Sind die Regelkreise der beiden Überhöhungsresonatoren gut auf einander und auf die Frequenzstabilisierung des Scheibenlasers abgestimmt, ist ein gelockter Betrieb von mindestens 20 Minuten möglich, während dessen Laserstrahlung mit der geforderten Stabilität zur Verfügung steht. Springt das System aus dem gelockten Zustand, kann es manuell wieder in den gelockten Betrieb überführt werden. Während des gelockten Betriebs ist ein kontinuierliches Kühlen und Fangen von Quecksilber-Atomen in die beschriebene 3D-MOT möglich. Die im Folgenden dargestellten Ergebnisse entstanden aus Messungen an dem Quecksilber Isotop ^{202}Hg . Die Atome wurden aus dem Hintergrundgas in die 3D-MOT geladen, der Strahldurchmesser der MOT-Strahlen betrug 14 mm.

6.1 Atomzahl und Wolkenradius

Abbildung 6.1 zeigt die Fluoreszenz einer Wolke gefangener ^{202}Hg -Atome. Zu sehen ist ein Ausschnitt von 50×50 Pixel der ursprünglichen Aufnahme. Die Ladung der Atome in die MOT erfolgt aus dem Hintergrundgas. Zur Verdeutlichung der Intensitätsverteilung wurde eine Falschfarbendarstellung gewählt. Die Aufnahme wurde bei folgenden Einstellungen erstellt:

Intensität I	10 mW/cm^2
Rotverschiebung δ	$6,7 \text{ MHz}$
Reservoirtemperatur T_{Hg}	-24°C
Spulenstrom I_{Sp}	35 A
Belichtungszeit t_{Bel}	100 ms
on-chip-Verstärkung V	1

Das elektronische Rauschen wurde mit einem Dunkelbild gleicher Belichtungszeit bestimmt und von der Aufnahme abgezogen. Die Integration aller *counts* bis zum Rand der Atomwolke in Abbildung 6.1 ergibt $N = 3,54 \times 10^5 \text{ counts}$. Der Fehler dieser Anzahl an counts ist durch das Hintergrundrauschen gegeben. Dieses statistische Rauschen hebt die Gaußkurve, um etwa 50 counts (siehe Abbildungen 6.2 und 6.3). Nach Gleichungen (4.4) und (4.3) berechnet sich die Anzahl der gefangenen Atome zu:

$$N_{\text{Atome}} = (3,2 \pm 0,3) \times 10^6$$

Dies stellt die höchste bisher berichtete Anzahl gefangener Hg-Atome in einer Standard 3D-MOT dar, bei der die Atome aus dem Hintergrundgas geladen werden (vgl. Ref. [17]). Diese Anzahl ist um 36 % geringer als die der mit einer Doppel-MOT gefangenen ^{202}Hg -Atome (vgl. Ref. [18]).

Zur Bestimmung des Randes der Hg-Atomwolke werden ein vertikaler und ein horizontaler Schnitt durch das Zentrum der Atomwolke untersucht. Der horizontale Schnitt entspricht der Achse durch die Anti-Helmholtzspulen. Hierzu wird an die ASCII-Daten der entsprechenden Spalte bzw. Zeile jeweils eine Gaußfunktion angepasst. Als Algorithmus wird der Levenberg-Marquardt-Algorithmus verwendet. Der Fit erfolgte mit Hilfe des Programms *Gnuplot*¹ über einen Bereich von ± 50 Pixel einer Spalte bzw. einer Zeile, ausgehend vom Zentrum der Wolke. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 6.2 und 6.3 dargestellt, die gepunkteten Daten werden durch die durchgezogene Linie der angepassten Kurve sehr gut reproduziert. Der spezifische Untergrund legt die Verschiebung auf der y-Achse fest. Der Höchstwert des vertikalen Schnitts beträgt $(1565 \pm 31) \text{ counts}$, die des horizontalen Schnitts $(1582 \pm 32) \text{ counts}$. Der Rand der Atomwolke ergibt sich aus dem Abfall dieses Maximalwertes auf das $1/e^2$ -fache. Der vertikale Radius der Wolke kann zu $(259 \pm 18) \mu\text{m}$ bestimmt werden, der horizontale Radius beträgt $(240 \pm 14) \mu\text{m}$. Die Fehler ergeben sich aus dem Anpassungsfehler des Algorithmus und aus dem Fehler der Längeneichung. Das Verhältnis dieser beiden Radien ist ein Maß für die Elliptizität, die in diesem Fall 1,08 beträgt. Aus Symmetriegründen ist der nicht sichtbare dritte Radius

¹ Version 4.2.6

gleich dem vertikalen Radius. Über diese drei Radien lässt sich das Volumen der Atomwolke berechnen. Bezogen auf die Anzahl der gefangenen Atome ergibt sich die Dichte

$$\rho = (4,8 \pm 1,4) \times 10^{10} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^3}.$$

Über die Dichte einer Atomwolke aus gefangenen Hg-Atomen wurde bisher noch nicht berichtet. Dieser Wert entspricht aber der Monte-Carlo Simulation [80] und ist typisch für die Atomwolke einer 3D-MOT deren Atome aus dem Hintergrundgas gefangen werden [37].

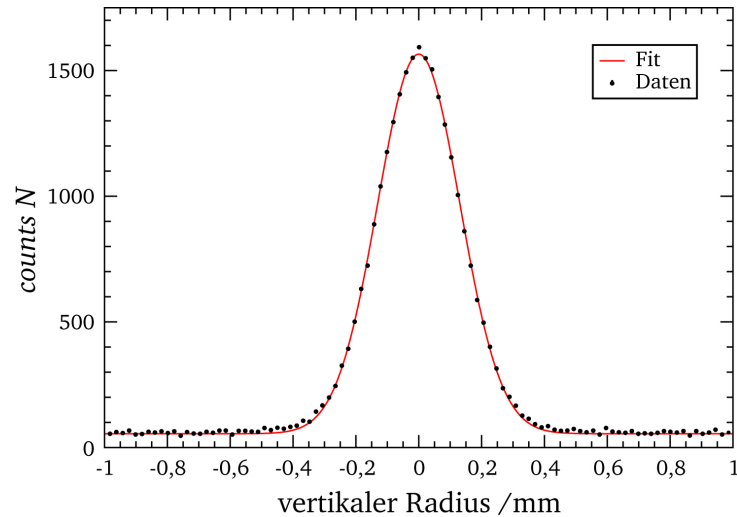


Abbildung 6.2.: Die abgebildeten Daten entsprechen dem vertikalen Schnitt durch das Zentrum der Atomwolke (siehe Abbildung 6.1). Der Fit einer Gaußfunktion ergibt einen Maximalwert von (1565 ± 31) counts. Damit ergibt sich der horizontale Radius des $1/e^2$ -Abfalls zu $(259 \pm 18) \mu\text{m}$.

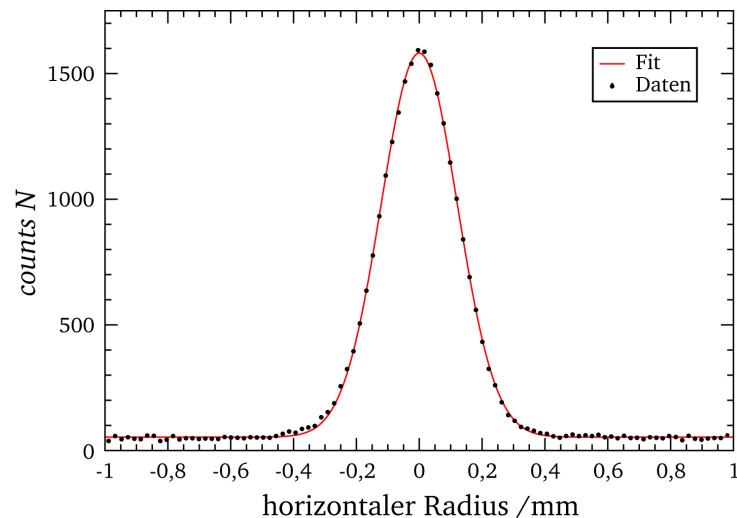


Abbildung 6.3.: Die Abbildung zeigt den horizontalen Schnitt durch das Zentrum der Atomwolke (siehe Abbildung 6.1). Der Fit einer Gaußfunktion ergibt einen Maximalwert von (1582 ± 32) counts. Damit ergibt sich der vertikale Radius, bei dem die counts auf das $1/e^2$ -fache abgefallen sind, zu $(240 \pm 14) \mu\text{m}$.

6.2 Laderate und Lebensdauer

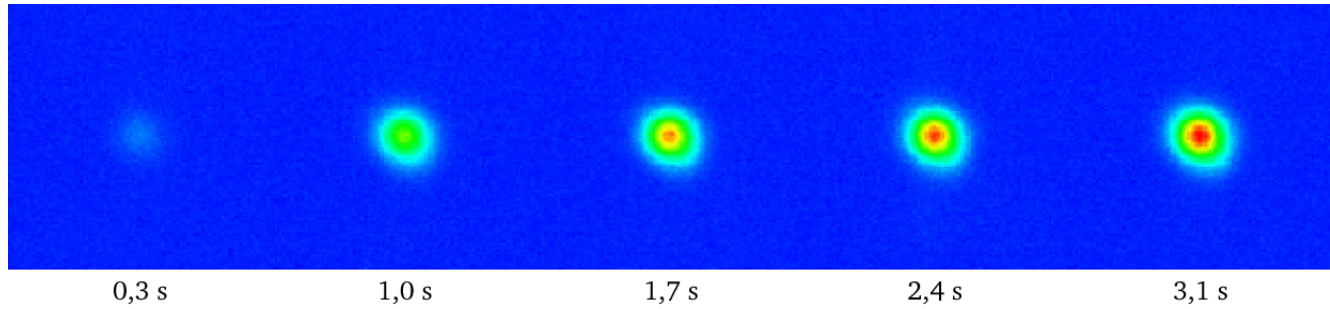


Abbildung 6.4.: Bildersequenz des Ladevorgangs der 3D-MOT in Abhängigkeit von der Zeit. Die Bilder korrespondieren mit den Datenpunkten in Abbildung 6.5 zur angegebenen Zeit. Die Intensität ist in Falschfarben dargestellt.

Die Laderate ergibt sich aus $R = 0,5n \cdot V^{2/3} \cdot v_c^4 \cdot (m/2kT)^{3/2}$, mit der Dichte der Hg-Atome n , der Masse m , der Temperatur T , dem Volumen V und der Einfanggeschwindigkeit v_c . Ist der Kammerdruck im Vergleich zu dem Hg-Partialdruck vernachlässigbar, kann die Verlustrate durch: $1/\tau = n\sigma(3kT/m)^{1/2}$ berechnet werden [37]. Dabei ist n wieder die Dichte, und dem Stoßquerschnitt σ zwischen einem gefangenen Hg-Atom und einem Hg-Atom des Hintergrundgases. In diesem Fall wird die Verlustrate durch Stöße zwischen gefangenen und thermischen Atomen dominiert. Die Zahl der gefangenen Atome in einer MOT ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen der Laderate R und der Verlustrate $1/\tau$, so dass die beiden Parameter den Ladevorgang bestimmen. Zur Veranschaulichung der Entwicklung der Atomwolke sind fünf Datenpunkte der Ladekurve aus Abbildung 6.5 als Sequenz in Abbildung 6.4 dargestellt. Das Laden von Atomen in eine MOT kann durch folgende Ratengleichung beschrieben werden [37]:

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}. \quad (6.1)$$

Für $N(t = 0) = 0$ ergibt sich:

$$N(t) = R\tau(1 - e^{-t/\tau}) \quad (6.2)$$

Abbildung 6.5 zeigt einen vollständigen Ladevorgang der MOT. Die ^{202}Hg -Atome wurden aus dem Hintergrundgas geladen. Dieser Prozess folgt Gleichung (6.2). Die Daten wurden mit folgenden Parametern aufgenommen:

Intensität I	8 mW/cm ²
Rotverschiebung δ	6,7 MHz
Reservoirtemperatur T_{Hg}	−30°C
Spulenstrom I_{Sp}	30 A
Belichtungszeit t_{Bel}	100 ms
on-chip-Verstärkung V	1

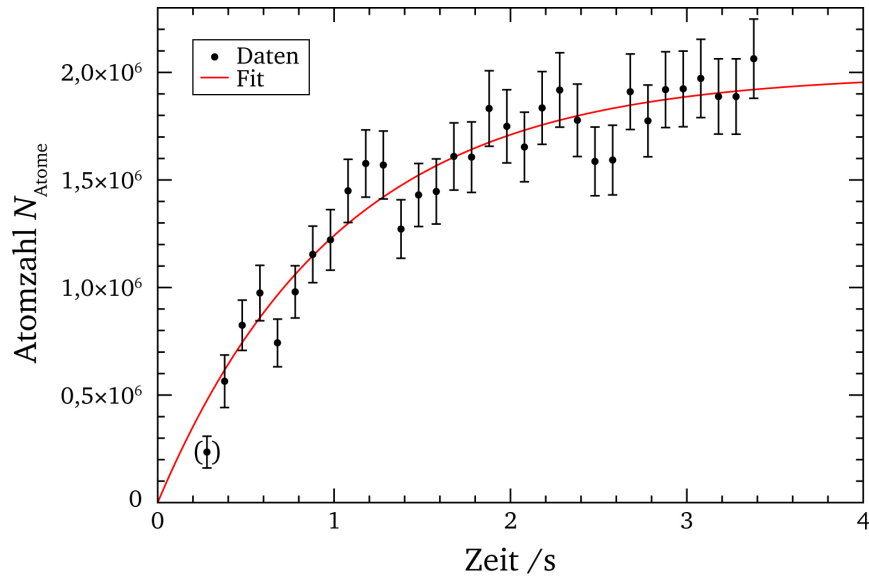


Abbildung 6.5.: Aufgetragen ist Anzahl der Atome N_{Atome} gegen die Zeit t . Ein Fit der Gleichung (6.2) an die Messdaten ergibt eine Laderate $R = (1,94 \pm 0,12) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ und eine Lebensdauer $\tau = (1,03 \pm 0,09) \text{ s}$.

Ein Datenpunkt der Abbildung 6.5 entspricht der Anzahl der in der MOT gefangenen Atome zum jeweiligen Ladungszeitpunkt. Hierzu wurden die während des Ladevorgangs mit der EMCCD-Kamera aufgenommenen Fluoreszenzbilder einzeln ausgewertet. Das elektronische Rauschen wurde in Form eines Dunkelbilds von allen Aufnahmen abgezogen. Zur Berechnung der *counts* der Fluoreszenz der Atome und damit der Anzahl der Atome in der Falle nach Gleichungen (4.4) und (4.3) bietet sich folgende Vorgehensweise an. Zunächst wird der Maximalwert in jedem Bild bestimmt, dann werden alle Pixel mit einem Wert $\geq 1/e^2$ aufsummiert. Das statistische Rauschen, das durch die Fluoreszenz der Atome außerhalb der Falle, aber innerhalb der MOT-Strahlen verursacht wird, ist über alle Aufnahmen gleich. Zur Bestimmung dieses Rauschens wird ein Mittelwert aus der Umgebung der Wolke bestimmt. Dieser beträgt ganzzahlig gerundet 10 *counts*/Pixel. Das Produkt dieses Wertes mit der Anzahl der aufsummierten Pixel ergibt den Fehler der über die gesamte Wolke integrierten *counts*. Dieser Fehler berücksichtigt das S/N-Verhältnis, das im Wesentlichen durch die Signalstärke der Wolke bzw. die Anzahl der fluoreszierenden Atome bestimmt ist.

Ein Anpassen der Funktion (6.2) an die Daten erfolgte nach dem Levenberg-Marquardt-Algorithmus. Für den Fit wurde der erste Datenpunkt nicht berücksichtigt, da das S/N-Verhältnis zu gering ist um den Rand der Wolke exakt zu bestimmen. Für die Laderate R und die Lebensdauer τ ergeben sich folgende Werte:

$$R = (1,94 \pm 0,12) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$\tau = (1,03 \pm 0,09) \text{ s}$$

Die angegebenen Fehler entsprechen dem Anpassungsfehler. Die Lebensdauer ist vergleichbar mit den Daten aus Referenz [17, 18].



7 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine UHV-Kammer zu einer funktionstüchtigen 3D-MOT für Quecksilber ausgebaut. Das nötige wassergekühlte Anti-Helmholtzspulenpaar wurde entworfen und gebaut. Ein Satz Kompensationsspulen bestehend aus einem Käfig mit je zwei gegenüberliegenden Spulen wurde angebracht. Diese eignen sich zur Kompensation von Störfeldern und zur Optimierung des magnetischen Nullpunktes des Anti-Helmholtzspulenpaares in drei Achsen. Die entwickelte Kühleinführung hat sich aufgrund nur geringer Verluste zur Kühlung des Hg-Reservoirs als ideal erwiesen. Die komplette Kühltechnik ist auf der Atmosphärenseite montiert und besteht aus einem Kompressorkühler, der mit einem zweistufigen Peltierelement kombiniert wird. Ergänzt mit der Kühleinführung ist ein Absenken der Hg-Reservoirtemperatur bis auf -74°C möglich. Die MOT-Strahlen bestehen aus drei retroreflektierten Teilstrahlen. Alle Optiken, die nötig waren, um die Strahlen mit der geeigneten Polarisierung zur Verfügung stellen zu können wurden hinzugefügt. Zur Detektion der Fluoreszenz der gefangenen Hg-Atome wird das Fallenzentrum auf den Chip einer *uv-enhanced* EMCCD-Kamera abgebildet. Das Objektiv und das benötigte invertierte Fenster wurden entworfen und angebracht.

Den wichtigsten Teilerfolg bei der Realisierung einer Quecksilber-MOT stellt die Entwicklung des benötigten UV-Lasersystems dar, das die Anforderungen an Ausgangsleistung, Strahl- und Frequenzstabilität erfüllt. Die entwickelte UV-Laserquelle basiert auf einem schmalbandigen, weitverstimmten *single-mode* und *single-frequency* Yb:YAG Scheibenlaser mit einer kontinuierlichen Ausgangsleistung von 5 W bei einer Wellenlänge von 1014,9 nm. Durch zweifache externe Frequenzverdopplung wird eine bisher unerreichte Laserleistung bei 253,7 nm generiert. Als nichtlineares Medium werden ein LBO- und ein BBO-Kristall innerhalb zweier getrennter Überhöhungsresonatoren eingesetzt. Diese Resonatoren werden nach dem Hänsch-Couillaud- bzw. Pound-Drever-Hall-Verfahren stabilisiert. Nach der ersten Verdopplungsstufe wurde mit einer maximalen Konversionseffizienz von 37 % eine Ausgangsleistung von 1,85 W bei einer Wellenlänge von 507,45 nm erreicht. Die zweite kommerzielle Verdopplungsstufe lieferte mit einer Konversionseffizienz von 15 % eine maximale Ausgangsleistung von 280 mW bei 253,7 nm. Die Stabilisierung der Fundamentalen erfolgt unter dem Einsatz von Sättigungsspektroskopie an einer Hg-Zelle bei Raumtemperatur. Die Linienbreite des *Lamb-dip* konnte auf $(7,5 \pm 0,8)$ MHz reduziert werden, so dass eine absolute Stabilisierung auf den atomaren Übergang des zu fangenden Isotops mit Frequenzmodulationsspektroskopie möglich wurde. Ein stabiler Betrieb über 20 Minuten wurde gezeigt und erlaubte erste Experimente zum Kühlen und Fangen von Hg-Atomen in einer 3D-MOT unter Verwendung des beschriebenen experimentellen Aufbaus.

Quecksilber stellt das bisher schwerste nichtradioaktive Element dar, das in einer MOT gefangen wurde. Bis heute gibt es weltweit nur zwei Arbeitsgruppen die in der Lage sind, Quecksilber in einer MOT zu kühlen und zu fangen. Deren Aufbau ist parallel zu dieser Arbeit entwickelt worden [17, 18]. Unter Verwendung der entwickelten Laserquelle wurden hier $(3,2 \pm 0,3) \times 10^6$ ^{202}Hg -Atome in die 3D-MOT geladen. Dies stellt die höchste bisher berichtete Anzahl gefangener Hg-Atome dar, die aus dem Hintergrundgas geladen wurden. Erstmals wurde die Dimension und die Dichte einer solchen Hg-Atomwolke bestimmt. Die Wolke aus gefangenen ^{202}Hg -Atomen mit einem mittleren Radius von $250\text{ }\mu\text{m}$ weist eine Dichte $\rho = (4,8 \pm 1,4) \times 10^{10} \text{ Atome}/\text{cm}^3$ auf. Die Laderate $R = (1,94 \pm 0,12) \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ bei einer Lebensdauer $\tau = (1,03 \pm 0,09) \text{ s}$.

Die erfolgreiche Demonstration des Kühlens und Fangens von Quecksilber-Atomen mit dem vorgestellten experimentellen Aufbau ist erst der Beginn vieler interessanter Experimente. Nächster wichtige Schritt ist die Optimierung des kompletten Systems. Hierzu ist die Abhängigkeit der Atomzahl und deren Haltezeit in der MOT in Bezug auf Laserintensität, Rotverstimmung, Magnetfeldstärke und des Hg-Dampfdruckes zu untersuchen, um die Anzahl der Atome und deren Dichte in der MOT zu maximieren (vgl. [41–43, 235]). Mit einem weiteren akusto-optischen Modulator ließe sich mit einem zusätzlichen Teilstrahl des gelockten Lasers die Verbreiterung des *Lamb-dips* der Sättigungsspektroskopie an der Hg-Zelle untersuchen. Dies könnte Aufschluss über die Ursache der verbleibenden Verbreiterung geben.

Nach einer Optimierung der Fallenparameter können die verschiedenen stabilen Isotope in der MOT untersucht und verglichen werden. Die Temperatur der gefangenen Atome in der MOT kann mit der *time of flight*-Methode bestimmt werden. Hierzu lässt sich die thermische Expansion der Wolke nach dem Freilassen vermessen, dies führt allerdings zur Auflösung der Wolke [30]. Insbesondere der Vergleich zwischen den bosonischen und fermionischen Isotopen bietet sich an. Da die fermionischen Isotope einen Kernspin aufweisen ist zu erwarten, dass diese Isotope durch Polarisationsgradienten-Kühlung [30] eine deutlich geringere Temperatur aufweisen als die bosonischen Isotope. Interessant ist auch die Frage, ob sich das Isotop ^{196}Hg aufgrund seiner geringen natürlichen Häufigkeit überhaupt kühlen und fangen lässt.

Die leistungsstarke UV-Laserquelle erlaubt die Umsetzung einer Doppel-MOT [40], um das Produkt aus Laderate und Haltezeit deutlich zu vergrößern. Zur Umsetzung kann der vorbereitete Doppelflansch zum Aufbau einer Einstrahl-MOT in die Probenkammer eingesetzt werden. Durch die eingebaute differentielle Pumpstufe und dessen geringen Leitwertes ist eine entsprechende Druckdifferenz zwischen Proben- und Hauptkammer möglich. Die in der Probenkammer gekühlten Atome können durch diese Pumpstufe in die 3D-MOT der Hauptkammer transferiert werden. Die Ladung der 3D-MOT in der Hauptkammer unter Verwendung dieser Einstrahl-MOT gilt es in Hinblick auf ihre Effizienz zu untersuchen. Die Isotopenselektivität der MOT könnte mit einer Doppel-MOT ebenfalls genauer untersucht werden.

Die Untersuchung des Zeitstandards und die Erzeugung kalter Hg-Dimere und deren Kühlung in den Schwingungsgrundzustand kann nach der Bereitstellung der zusätzlich benötigten Laser erfolgen. Die Erzeugung kalter ^{199}Hg -Dimere stellt die Grundlage zur Realisierung eines Tests der Bell'schen Ungleichungen für Atome dar [80, 236].

Da natürliches Quecksilber fünf stabile bosonische Isotope aufweist, besteht die Chance, bei wenigstens einem dieser Isotope eine zur Kondensation passende Streulänge zu finden. Ein Bose-Einstein-Kondensat (BEC) aus Quecksilber-Atomen würde das bisher schwerste BEC darstellen.

A Dampfdruckkurve, Hg-Isotope und Franck-Condon Faktoren

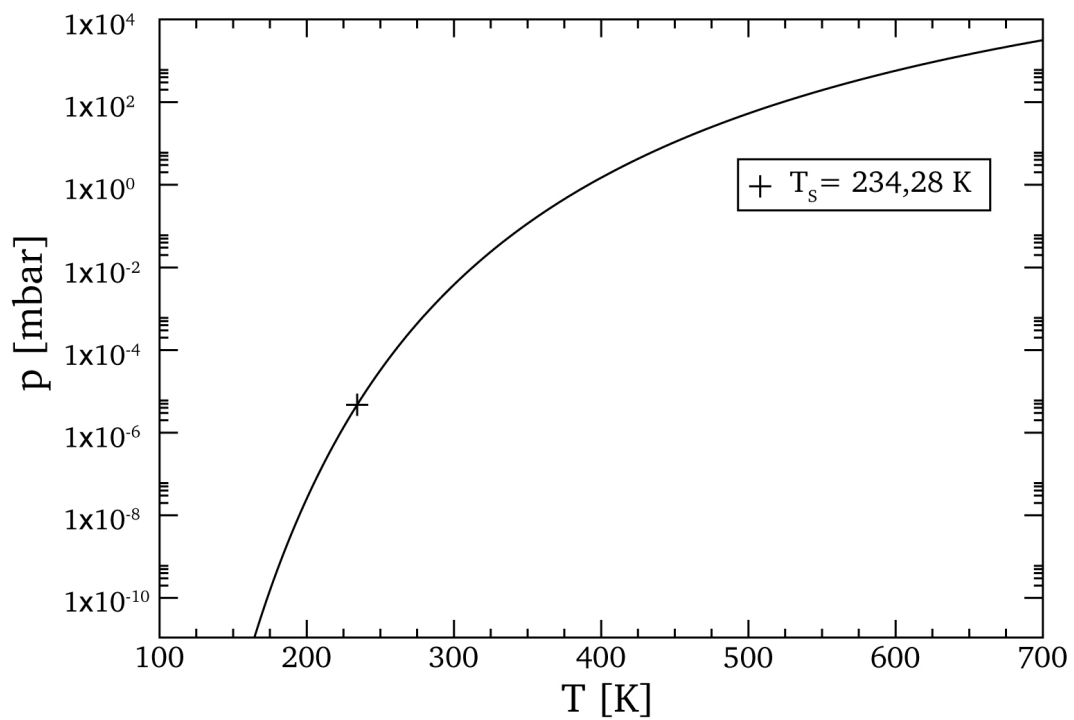


Abbildung A.1.: Die Dampfdruckkurve für Quecksilber. Der Schmelzpunkt $T_s = 234,28$ K ist markiert. Diese Kurve ist eine Anpassung an die Daten, die der Ref. [57] entnommen sind. Zur Anpassung wurde folgende Exponentialfunktion verwendet: $p[\text{mbar}] = \exp(A - (B/T[\text{K}]))$ mit $A = 18,275$ und $B = 7152,78$.

Tabelle A.1.: Die natürliche Häufigkeit H der stabilen Hg-Isotope, die relative Atommasse M , der Kernspin I und das magnetische Moment μ sind aufgeführt (nach Ref. [52]). Zusätzlich ist die relative Frequenz f_{rel} bezüglich dem Isotop ^{198}Hg angegeben (nach Ref. [53, 237]).

Isotop	H /%	M / u	I	f_{rel} /GHz	μ / μ_N
$^{201\text{c}}\text{Hg}$	13,2	200,970277	3/2	-6,877	-0,5602
$^{199\text{B}}\text{Hg}$	17,0	198,968254	1/2	-6,732	+0,5059
^{196}Hg	0,15	195,965807	0	-4,110	
^{198}Hg	10,1	197,966743	0	0,000	
$^{201\text{b}}\text{Hg}$	13,2	200,970277	3/2	+0,677	-0,5602
^{200}Hg	23,1	199,968300	0	+4,809	
^{202}Hg	29,65	201,970617	0	+10,109	
$^{201\text{a}}\text{Hg}$	13,2	200,970277	3/2	+14,669	-0,5602
^{204}Hg	6,85	203,973467	0	+15,323	
$^{199\text{A}}\text{Hg}$	17,0	198,968254	1/2	+15,420	+0,5059

Tabelle A.2.: Franck-Condon Faktoren der Vibrationszustände bis $v = 5$ für elektronische Übergänge zwischen dem $X0_g^+$ Zustand (mit v') und dem 0_u^+ Zustand (mit v'') von Hg-Dimeren. Faktoren kleiner 0,0001 werden nicht aufgeführt. Die Franck-Condon Faktoren für Übergänge von $v' = i \leftarrow v'' = i$ im Hg-Dimer sind immer maximal [79, 80, 238–241].

v'	v''	FC Factor	v'	v''	FC Factor
5	5	0,5390	2	4	0,0005
5	4	0,0508	2	3	0,0441
5	3	0,0022	2	2	0,7477
			2	1	0,0382
4	5	0,0499	1	3	0,0003
4	4	0,5952	1	2	0,0354
4	3	0,0505	1	1	0,8504
4	2	0,0016	1	0	0,0234
3	5	0,0005	0	2	0,0002
3	4	0,0485	0	1	0,0214
3	3	0,6638	0	0	0,9763
3	2	0,0468			
3	1	0,0009			

B Kristallparameter

Die folgenden Kristallparameter sind ein Auszug des Programms SNLO [216].

LBO

$$1015.0(e) + 1015.0(e) = 507.5(o)$$

$$\text{Walkoff}(e) = 2.93 \text{ mrad}$$

$$\text{Index of Refraction } n_e = 1.627, n_o = 1.644$$

$$\theta = 87.0^\circ$$

$$\phi = 0.0^\circ$$

$$d_{\text{eff}} = 0.851 \text{ pm/V}$$

$$\text{Crystal ang. tol.} = 10.77 \text{ mrad}\cdot\text{cm}$$

$$\text{Temperature range} = 4.60 \text{ K}\cdot\text{cm}$$

$$\text{Mix accpt ang} = 21.55 \text{ mrad}\cdot\text{cm}$$

BBO

$$507.0(o) + 507.0(o) = 253.5(e)$$

$$\text{Walkoff}(e) = 84.79 \text{ mrad}$$

$$\text{Index of Refraction } n_e = 1.729, n_o = 1.927$$

$$\theta = 51.2^\circ$$

$$d_{\text{eff}} = 1.67 \text{ pm/V}$$

$$\text{Crystal ang. tol.} = 0.18 \text{ mrad}\cdot\text{cm}$$

$$\text{Temperature range} = 5.22 \text{ K}\cdot\text{cm}$$

$$\text{Mix accpt ang} = 0.36 \text{ mrad}\cdot\text{cm}$$



C kompletter Laseraufbau

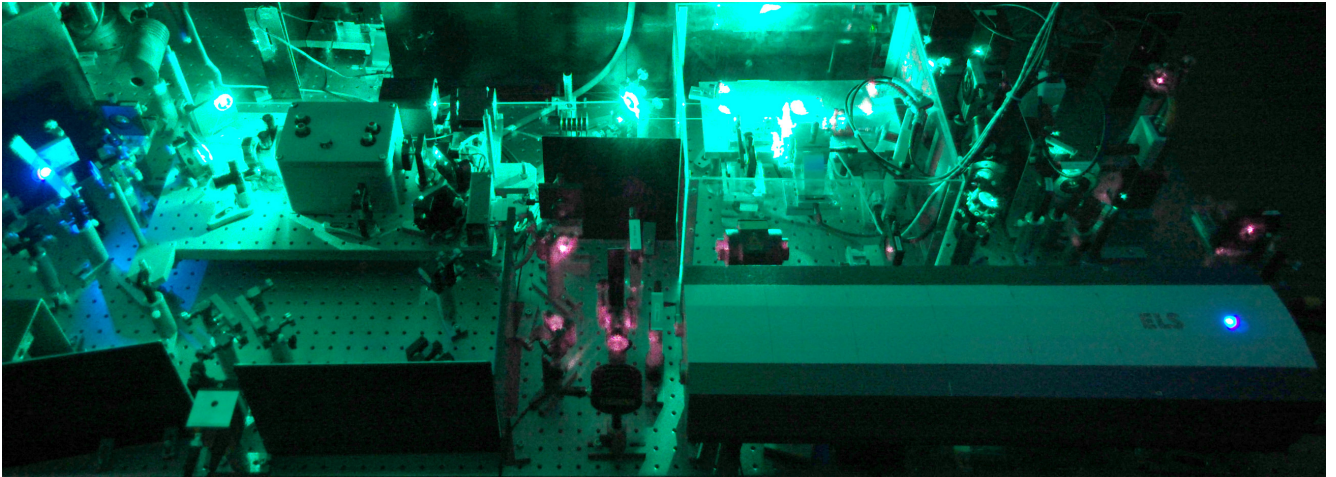


Abbildung C.1.: Langzeitbelichtung des kompletten Laseraufbaus. Rechts unten ist der Scheibenlaser zu sehen. Auf den folgenden optischen Bauteilen ist der Strahlverlauf der infraroten Laserleistung des Scheibenlaser zur gelockten ersten Verdopplungsstufe zu erkennen, da die Kamera im nahen infrarot noch genügend Empfindlichkeit aufweist. Der Strahlverlauf der grünen Ausgangsleistung hin in die zweite Verdopplungsstufe ist besonders deutlich. Die ultraviolette Ausgangsleistung ist links im Bild zu sehen. Dies ist nur möglich, weil der Teilstrahl der zur Sättigungsspektroskopie verwendet wird mit einem Stück Papier geblockt wurde.



Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation of ruby. *Nature*, 187:493, 1960.
- [2] T. H. Maiman. Optical and microwave-optical experiments in ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 4:464, 1960.
- [3] Arthur Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 24:156, 1970.
- [4] Arthur Ashkin. Atomic-beam deflection by resonance-radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 25:1321, 1970.
- [5] Arthur Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 40:729, 1978.
- [6] Steven Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, Alex Cable, and A. Ashkin. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 55:48, 1985.
- [7] E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu, and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2631, 1987.
- [8] J. L. Hanssen, J. J. McClelland, E. A. Dakin, and M. Jacka. Laser-cooled atoms as a focused ion-beam source. *Phys. Rev. B*, 74:063416, 2006.
- [9] Steven Chu. The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 70:685, 1998.
- [10] Claude N. Cohen-Tannoudji. Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, 70:707, 1998.
- [11] William D. Phillips. Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70:721, 1998.
- [12] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269:198, 1995.
- [13] K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75:3969, 1995.
- [14] D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Collective excitations of a Bose-Einstein condensate in a dilute gas. *Phys. Rev. Lett.*, 77:420, 1996.
- [15] Wolfgang Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. *Rev. Mod. Phys.*, 74:1131, 2002.
- [16] E. A. Cornell and C. E. Wieman. Nobel lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 74:875, 2002.

-
- [17] H. Hachisu, K. Miyagishi, S. G. Porsev, A. Derevianko, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, M. Takamoto, and H. Katori. Trapping of neutral mercury atoms and prospects for optical lattice clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 100:053001, 2008.
- [18] M. Petersen, R. Chicireanu, S. T. Dawkins, D. V. Magalhaes, C. Mandache, Y. Le Coq, A. Clairon, and S. Bize. Doppler-free spectroscopy of the 1S_0 - 3P_0 optical clock transition in laser-cooled fermionic isotopes of neutral mercury. *Phys. Rev. Lett.*, 101:183004, 2008.
- [19] E. F. Nichols and G. F. Hull. über Strahlungsdruck. *Annalen der Physik*, 12:225, 1903.
- [20] Peter Lebedew. Untersuchungen über die Druckkräfte des Lichtes. *Annalen der Physik*, 6:433, 1901.
- [21] A. L. Schawlow and C. H. Townes. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, 112:1940, 1958.
- [22] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase-space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52:1423, 1995.
- [23] C. J. Foot. Laser cooling and trapping of atoms. *Contemporary Physics*, 32:369, 1991.
- [24] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. Springer, New York, 1999.
- [25] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser cooling and trapping of atoms*. Handbook of Optics III, New York, 2002.
- [26] Harold J. Metcalf and Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms*. Optics Encyclopedia pg. 975-1014, New York, 2004.
- [27] Arthur Ashkin. *Optical Trapping and Manipulation of Neutral Particles Using Lasers: A Reprint Volume with Commentaries*. World Scientific Publishing, Singapore, 2006.
- [28] H. J. Metcalf and P. van der Straten. Laser cooling and trapping of atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:887, 2003.
- [29] Peter van der Straten, persönliche Mitteilung.
- [30] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, and William D. Phillips. Observation of atoms laser cooled below doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61:169, 1988.
- [31] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:2023, 1989.
- [32] Harald F. Hess and Greg P. Kochanski. Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 61:935, 1988.
- [33] Mark Kasevich and Steven Chu. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69:1741, 1992.
- [34] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping. *Phys. Rev. Lett.*, 61:826, 1988.

-
- [35] Wolfgang Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, Heidelberg, 2007.
- [36] T. Bergeman, Gidon Erez, and Harold J. Metcalf. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Phys. Rev. A*, 35:1535, 1987.
- [37] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Phys. Rev. Lett.*, 65:1571, 1990.
- [38] William D. Phillips and Harold Metcalf. Laser deceleration of an atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 48:596, 1982.
- [39] Thomas E. Barrett, Samuel W. Dapore-Schwartz, Mark D. Ray, and Gregory P. Lafyatis. Slowing atoms with σ^- polarized light. *Phys. Rev. Lett.*, 67:3483, 1991.
- [40] C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser, and C. E. Wieman. Multiply loaded magneto-optical trap. *Opt. Lett.*, 21:290, 1996.
- [41] M. Prentiss, A. Cable, J. E. Bjorkholm, Steven Chu, E. L. Raab, and D. E. Pritchard. Atomic-density-dependent losses in an optical trap. *Opt. Lett.*, 13:452, 1988.
- [42] Thad Walker, David Sesko, and Carl Wieman. Collective behavior of optically trapped neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 64:408, 1990.
- [43] C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard. Phase space density in the magneto-optical trap. *Phys. Rev. A*, 52:1423, 1995.
- [44] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Reviews of Modern Physics*, 71:1, 1999.
- [45] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman. Experimental and theoretical study of the vapor-cell zeeman optical trap. *Phys. Rev. A*, 46:4082, 1992.
- [46] Heike Kamerlingh Omnes. The superconductivity of mercury. *Comm. Phys. Lab.*, 12:120, 1911.
- [47] J. Franck and G. Hertz. über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Moleküle des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. *Verh. d. deutschen physikal. Ges.*, 16:457, 1914.
- [48] Wilhelm Hanle. Über magnetische Beeinflussung der Polarisierung der Resonanzfluoreszenz. *Z. Phys.*, 30:93, 1924.
- [49] T. Rosenband, D. B. Hume, P. O. Schmidt, C. W. Chou, A. Brusch, L. Lorini, W. H. Oskay, R. E. Drullinger, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, S. A. Diddams, W. C. Swann, N. R. Newbury, W. M. Itano, D. J. Wineland, and J. C. Bergquist. Frequency ratio of Al^+ and Hg^+ single ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place. *Science*, 319:1808, 2008.
- [50] W. C. Griffith, M. D. Swallows, T. H. Loftus, M. V. Romalis, B. R. Heckel, and E. N. Fortson. Improved limit on the permanent electric dipole moment of ^{199}Hg . *Phys. Rev. Lett.*, 102:101601, 2009.

-
- [51] K. V. P. Latha, D. Angom, B. P. Das, and D. Mukherjee. Probing cp violation with the electric dipole moment of atomic mercury. *Phys. Rev. Lett.*, 103:083001, 2009.
- [52] National Institute of Standards and Technologies.
<http://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Handbook/Tables/mercurytable1.htm>.
- [53] Walter G. Schweitzer. Hyperfine structure and isotope shifts in the 2537-Å line of mercury by a new interferometric method. *J. Opt. Soc. Am.*, 53:1055, 1963.
- [54] E. C. Benck, J. E. Lawler, and J. T. Dakin. Lifetimes, branching ratios, and absolute transition probabilities in Hg I. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6:11, 1989.
- [55] R. H. Garstang. Hyperfine structure and intercombination line intensities in the spectra of magnesium, zinc, cadmium, and mercury. *J. Opt. Soc. Am.*, 52:845, 1962.
- [56] Th. Walther, interner Report, Texas A&M University, 2000.
- [57] Alexander Roth. *Vacuum Technology*. North Holland, Heidelberg, 1990.
- [58] Xinye Xu, Thomas H. Loftus, John L. Hall, Alan Gallagher, and Jun Ye. Cooling and trapping of atomic strontium. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:968, 2003.
- [59] K. Honda, Y. Takahashi, T. Kuwamoto, M. Fujimoto, and K. Toyoda. Magneto-optical trapping of Yb atoms and a limit on the branching ratio of the 1P_1 state. *Phys. Rev. A*, 59:R934, 1999.
- [60] Hidetoshi Katori, Tetsuya Ido, Yoshitomo Isoya, and Makoto Kuwata-Gonokami. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Phys. Rev. Lett.*, 82:1116, 1999.
- [61] T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki. Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition. *Phys. Rev. A*, 60:R745, 1999.
- [62] J. Doyle, B. Friedrich, R. V. Krems, and F. Masnou-Seeuws. Editorial quo vadis, cold molecules? *Eur. Phys. J. D*, 31:149, 2004.
- [63] J. M. Doyle, B. Friedrich, J. Kim, and D. Paterson. Buffer-gas loading of atoms and molecules into a magnetic trap. *Phys. Rev. A*, 52:R2515, 1995.
- [64] J. Peter Toennies and Andrey F. Vilesov. Superfluid helium droplets: A uniquely cold nanomatrix for molecules and molecular complexes. *Angew. Chem. Int. Ed.*, 43:2622, 2004.
- [65] Stephan Schiller and Claus Lämmerzahl. Molecular dynamics simulation of sympathetic crystallization of molecular ions. *Phys. Rev. A*, 68:053406, 2003.
- [66] Hendrick L. Bethlem, Giel Berden, and Gerard Meijer. Deceleration of neutral dipolar molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1558, 1999.
- [67] B. J. Verhaar, E. Tiesinga, and H. T. C. Stoof. Threshold and resonance phenomena in ultracold ground-state collisions. *Phys. Rev. A*, 47:4114, 1993.
- [68] H. R. Thorsheim, J. Weiner, and P. S. Julienne. Laser-induced photoassociation of ultracold sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2420, 1987.

-
- [69] Rudolf Grimm, Mathias Weidemüller, and Yurii B. Ovchinnikov. Optical dipole traps for neutral atoms. *arXiv:physics/9902072*, 1999.
- [70] S. B. Nagel, P. G. Mickelson, A. D. Saenz, Y. N. Martinez, Y. C. Chen, T. C. Killian, P. Pellegrini, and R. Côté. Photoassociative spectroscopy at long range in ultracold strontium. *Phys. Rev. Lett.*, 94:083004, 2005.
- [71] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen. Photoassociation spectrum of ultracold Rb atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 71:2204, 1993.
- [72] P. D. Lett, K. Helmerson, W. D. Phillips, L. P. Ratliff, S. L. Rolston, and M. E. Wagshul. Spectroscopy of Na₂ by photoassociation of laser-cooled Na. *Phys. Rev. Lett.*, 71:2200, 1993.
- [73] P. D. Lett, P. S. Julienne, and W. D. Phillips. Photoassociative spectroscopy of laser cooled atoms. *Annu. Rev. Phys. Chem.*, 46:423, 1995.
- [74] K. M. Jones, E. Tiesinga, P. D. Lett, and P. S. Julienne. Ultracold photoassociation spectroscopy: Long-range molecules and atomic scattering. *Reviews of Modern Physics*, 78:483, 2006.
- [75] J. Franck. Elementary processes of photochemical reactions. *Trans. Faraday Soc.*, 21:536, 1925.
- [76] Edward Condon. A theory of intensity distribution in band systems. *Phys. Rev.*, 28:1182, 1926.
- [77] Edward U. Condon. Nuclear motions associated with electron transitions in diatomic molecules. *Phys. Rev.*, 32:858, 1928.
- [78] Joel Tellinghuisen. The franck-condon principle in bound-free transitions. *Adv. Chem. Phys.*, 60:299, 1985.
- [79] J. Koperski, J. B. Atkinson, and L. Krause. The $0_u^+(6^3P_1) \leftarrow X0_g^+$ spectrum of Hg₂ excited in a supersonic jet. *Chem. Phys. Lett.*, 219:161, 1994.
- [80] Th. Walther. Prospects of trapping neutral mercury. *J. Mod. Opt.*, 54:2523, 2007.
- [81] J. Koperski and E. S. Fry. Molecules in the cold environment of a supersonic free-jet beam: from spectroscopy of neutral-neutral interactions to a test of bell’s inequality. *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 39:1125, 2006.
- [82] A. N. Nikolov, J. R. Ensher, E. E. Eyler, H. Wang W. C. Stwalley, and P. L. Gould. Efficient production of ground-state potassium molecules at sub-mK temperatures by two-step photoassociation. *Phys. Rev. Lett.*, 84:246, 2000.
- [83] Jeremy M. Sage, Sunil Sainis, Thomas Bergemann, and David DeMille. Optical production of ultracold polar molecules. *Phys. Rev. Lett.*, 94:203001, 2005.
- [84] M. Viteau, A. Chotia, M. Allegrini, N. Bouloufa, O. Dilieu, D. Comparat, and P. Pillet. Optical pumping and vibrational cooling of molecules. *Science*, 321:232, 2008.

-
- [85] J. Deiglmayr, A. Grockola, M. Repp, K. Mörtlbauer, C. Glück, J. Lange, O. Dulieu, R. Wester, and M. Weidemüller. Formation of ultracold polar molecules in the rovibrational ground state. *Phys. Rev. Lett.*, 101:133004, 2008.
- [86] F. Lang, K. Winkler, C. Strauss, R. Grimm, and J. Hecker Denschlag. Ultra triplet molecules in the rovibrational ground state. *Phys. Rev. Lett.*, 101:133005, 2008.
- [87] J. G. Danzl, E. Haller, M. Gustavsson, M. J. Mark, R. Hart, N. Bouloufa, O. Dulieu, H. Ritsch, and H.-C. Nägerl. Quantum gas of deeply bound ground state molecules. *Science*, 321:1062, 2008.
- [88] K.-K. Ni, S. Ospelkaus, M. H. G. de Miranda, A. Pe’er, B. Neyenhuis, J. J. Zirbel, S. Kotochigova, P. S. Julienne, D. S. Jin, and J. Ye. A high phase-space-density gas of polar molecules. *Science*, 322:231, 2008.
- [89] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules. *Rev. Mod. Phys.*, 70:1003, 1998.
- [90] E. Luc-Koenig, R. Kosloff, F. Masnou-Seeuws, and M. Vatasescu. Photoassociation of cold atoms with chirped laser pulses: Time-dependent calculations and analysis of the adiabatic transfer within a two-state model. *Phys. Rev. A*, 70:033414, 2004.
- [91] Christiane P. Koch, Eliane Luc-Koenig, and Francoise Masnou-Seeuws. Making ultracold molecules in a two-color pump-dump photoassociation scheme using chirped pulses. *Phys. Rev. A*, 73:2006, 2006.
- [92] Hugo E. L. Martay, David J. McCabe, Duncan G. England, Melissa E. Friedman, Jovana Petrovic, and Ian A. Walmsley. Demonstrating coherent control in $^{85}\text{Rb}_2$ using ultrafast laser pulses: A theoretical outline of two experiments. *Phys. Rev. A*, 80:033403, 2009.
- [93] David J. McCabe, Duncan G. England, Hugo E. L. Martay, Melissa E. Friedman, Jovana Petrovic, Emiliya Dimova, Beatrice Chatel, and Ian A. Walmsley. Pump-probe study of the formation of rubidium molecules by ultrafast photoassociation of ultracold atoms. *Phys. Rev. A*, 80:033404, 2009.
- [94] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:777, 1935.
- [95] D. Bohm and Y. Aharonov. Discussion of the experimental proof for the paradox of Einstein, Rosen and Podolsky. *Phys. Rev.*, 108:1070, 1957.
- [96] John S. Bell. On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Physics*, 1:195, 1964.
- [97] John S. Bell. *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1987.
- [98] John F. Clauser, Michael A. Horne, Abner Shimony, and Richard A. Holt. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Phys. Rev. Lett.*, 23:880, 1969.
- [99] R. A. Bertlmann and A. Zeilinger, editors. *Quantum (Un)speakables: From Bell to Quantum Information*. Springer, Berlin, 2002.

-
- [100] P. G. H. Sandars. The electronic dipole moment of an atom. *Phys. Lett.*, 14:194, 1965.
- [101] M. V. Romalis, W. C. Griffith, J. P. Jacobs, and E. N. Fortson. New limit on the permanent electric dipole moment of ^{199}Hg . *Phys. Rev. Lett.*, 86:2505, 2001.
- [102] B. Ravaine, M. G. Kozlov, and A. Derevianko. Atomic CP-violating polarizability. *Phys. Rev. A*, 72:012101, 2005.
- [103] E. A. Hinds and P. G. H. Sandars. Experiment to search for P- and T-violating interactions in the hyperfine structure of thallium fluoride. *Phys. Rev. A*, 21:480, 1980.
- [104] L. Essen and J. V. L. Parry. An atomic standard of frequency and time interval. *Nature*, 176:280, 1955.
- [105] N. F. Ramsey, D. Henderson, S. Leschiutta, B. Guinot, E. F. Arias, J. Vanier, C. Audoin, A. Bauch, Y. Domnin, B. Gaigerov, N. Koshelyaevsky, S. Poushkin, F. Rusin, V. Tatarenkov, G. Yolkin, R. Wynands, S. Weyers, R. F. C. Vessot, L. S. Cutler, J. Kitching, S. Knappe, L. Liew, J. Moreland, P. D. D. Schwindt, V. Shah, V. Gerginov, L. Hollberg, S. Diddams, A. Bartels, T. Fortier, K. Kim, Patrick Gill, G. Petit, P. Wolf, L. Maleki, and J. Prestage. Fifty years of atomic time-keeping: 1955 to 2005. *Metrologia*, 42:S1–S153, 2005.
- [106] S. A. Diddams, J. C. Bergquist, S. R. Jefferts, and C. W. Oates. Standards of time and frequency at the outset of the 21st century. *Science*, 306:1318, 2004.
- [107] S. R. Jefferts, J. Shirley, T. E. Parker, T. P. Heavner, D. M. Meekhof, C. Nelson, F. Levi, G. Constanzo, A. De Marchi, R. Drullinger, L. Hollberg, W. D. Lee, and F. L. Walls. Accuracy evaluation of nist-f1. *Metrologia*, 39:321, 2002.
- [108] R. Wynands and S. Weyers. Atomic fountain clocks. *Metrologia*, 42, 2005.
- [109] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist. Visible lasers with subhertz linewidth. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3799, 1999.
- [110] J. Alnis, A. Matveev, N. Kolachevsky, Th. Udem, and T. W. Hänsch. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass fabry-perot cavities. *Phys. Rev. A*, 77:053809, 2008.
- [111] Mark Notcutt, Long-Sheng Ma, Jun Ye, and John L. Hall. Simple and compact 1-hz laser system via an improved mounting configuration of a reference cavity. *Opt. Lett.*, 30:1815, 2005.
- [112] A. D. Ludlow, X. Huang, M. Notcutt, T. Zanon-Willette, S. M. Foreman, M. M. Boyd, S. Blatt, and J. Ye. Compact thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} . *Opt. Lett.*, 32:641, 2007.
- [113] Th. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch. Absolute optical frequency measurement of the cesium d_1 line with a mode-locked laser. *Phys. Rev. Lett.*, 82:3568, 1999.
- [114] Scott A. Diddams, David J. Jones, Jun Ye, Steven T. Cundiff, John L. Hall, Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler, Ronald Holzwarth, Thomas Udem, and T. W. Hänsch. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb. *Phys. Rev. Lett.*, 84:5102, 2000.

-
- [115] R. Holzwarth, M. Zimmermann, Thomas Udem, and T. W. Hänsch. Optical clockworks and the measurement of laser frequencies with a mode-locked frequency comb. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37:2001, 2001.
- [116] John L. Hall. Nobel lecture: Defining and measuring optical frequencies. *Rev. Mod. Phys.*, 78:1279, 2006.
- [117] Jörn Stenger, Harald Schnatz, Christian Tamm, and Harald R. Telle. Ultraprecise measurement of optical frequency ratios. *Phys. Rev. Lett.*, 88:073601, 2002.
- [118] Wolfgang Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 62:531, 1990.
- [119] Th. Udem, S. A. Diddam, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, and L. Hollberg. Absolute frequency measurements of the Hg^+ and ca optical clock transitions with a femtosecond laser. *Phys. Rev. Lett.*, 86:4996, 2001.
- [120] W. H. Oskay, S. A. Diddams, E. A. Donley, T. M. Fortier, T. P. Heavner, L. Hollberg, W. M. Itano, S. R. Jefferts, M. J. Delaney, K. Kim, F. Levi, T. E. Parker, and J. C. Bergquist. Single-atom optical clock with high accuracy. *Phys. Rev. Lett.*, 97:020801, 2006.
- [121] T. Rosenband, P. O. Schmidt, D. B. Hume, W. M. Itano, T. M. Fortier, J. E. Stalnaker, K. Kim, S. A. Diddams, J. C. J. Koelemeij, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland. Observation of the $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ clock transition in $^{27}\text{Al}^+$. *Phys. Rev. Lett.*, 98:220801, 2007.
- [122] H. S. Margolis. Trapped ion optical clocks. *Euro. Phys. J. Special Topics*, 172:97, 2009.
- [123] P. Lemonde. Optical lattice clocks. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 172:81, 2009.
- [124] N. Poli, M. G. Tarallo, M. Schioppo, C. W. Oates, and G. M. Tino. A simplified optical lattice clock. *Appl. Phys. B*, 97:27, 2009.
- [125] Hidetoshi Katori, Masao Takamoto, V. G. Pal’chikov, and V. D. Ovsiannikov. Ultrastable optical clock with atoms in an engineered light shift trap. *Phys. Rev. Lett.*, 91:173005, 2003.
- [126] Masao Takamoto, Feng-Lei Hong, Ryoichi Higashi, and Hidetoshi Katori. An optical lattice clock. *Nature*, 435:321, 2005.
- [127] G. Wilpers, T. Binnewies, C. Degenhardtnd U. Sterr, J. Helmcke, and F. Riehle. Optical clock with utracold neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 89:230801, 2002.
- [128] N. D. Lemke, A. D. Ludlow, Z. W. Barber, and T. M. Fortier. Spin-1/2 optical lattice clock. *Phys. Rev. Lett.*, 103:063001, 2009.
- [129] E. Peik and Chr. Tamm. Nuclear laser spectroscopy of the 3.5eV transition in Th-229. *Europhys. Lett.*, 61:181, 2003.
- [130] T. Rosenband, W. M. Itano, P. O. Schmidt, D. B. Hume, J. C. J. Koelemeij, J. C. Bergquist, and D. J. Wineland. Blackbody radiation shift of the $^{27}\text{Al}^+ ^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$ transition. *arXiv:physics/0611125v2*, 2006.

-
- [131] Jun Ye, H. J. Kimble, and Hidetoshi Katori. Quantum state engineering and precision metrology using state-insensitive light traps. *Science*, 320:1734, 2008.
- [132] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. D. Ovsiannikov, and V. G. Pal'chikov. Optical lattice polarization effects on hyperpolarizability of atomic clock transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 97:173601, 2006.
- [133] Anders Brusch, Rodolphe Le Targat, Xavier Baillard, Mathilde Fouché, and Pierre Lemonde. Hyperpolarizability effects in a sr optical lattice clock. *Phys. Rev. Lett.*, 96:103003, 2006.
- [134] Martin M. Boyd, Tanya Zelevinsky, Andrew D. Ludlow, Sebastian Blatt, Thomas Zanon-Willette, Seth M. Foreman, and Jun Ye. Nuclear spin effect in optical lattice clocks. *Phys. Rev. A*, 76:022510, 2007.
- [135] Martin M. Boyd, Andrew D. Ludlow, Sebastian Blatt, Seth M. Foreman, Tetsuya Ido, Tanya Zelevinsky, and Jun Ye. ^{87}Sr lattice clock with inaccuracy below 10^{-15} . *Phys. Rev. Lett.*, 98:083002, 2007.
- [136] Par Mlle M. C. Bigeon. Probabilité de transition de la raie $6^1\text{S}_0 - 6^3\text{P}_0$ du mercure. *Le Journal de Physique*, 28:51, 1967.
- [137] A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, V. D. Ovsiannikov, V. G. Pal'chikov, and C. W. Oates. Frequency shifts in an optical lattice clock due to magnetic-dipole and electric-quadrupole transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 101:193601, 2008.
- [138] Sebastien Bize, persönliche Mitteilung.
- [139] Hidetoshi Katori, Koji Hashiguchi, E. Yu. Il'inova, and V. D. Ovsiannikov. Magic wavelength to make optical lattice clocks insensitive to atomic motion. *Phys. Rev. Lett.*, 103:153004, 2009.
- [140] E. J. Angstrom, V. A. Dzuba, and V. V. Flambaum. Relativistic effects in two valence-electron atoms and ions and the search for variation of the fine-structure constant. *Phys. Rev. A*, 70:014102, 2004.
- [141] Savely G. Karshenboim. Search for possible variation of the fine structure constant. *arXiv:physics*, page 03110801v1, 2008.
- [142] John Melngailis. Focused ion beam technology and applications. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 5:469, 1987.
- [143] Jabez McClelland, persönliche Mitteilung.
- [144] Immanuel Bloch, Jean Dalibard, and Wilhelm Zwerger. Many-body physics with ultracold gases. *Rev. Mod. Phys.*, 80:885, 2008.
- [145] H. Perrin. Ultra cold atoms and Bose-Einstein condensation for quantum metrology. *Eur. Phys. J. Special Topics*, 172:37, 2009.
- [146] B. DeMarco and D. S. Jin. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, 285:1703, 1999.

-
- [147] Dale G. Fried, Thomas C. Killian, Lorenz Willmann, David Landhuis, Stephen C. Moss, Daniel Kleppner, and Thomas J. Greytak. Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3811, 1998.
- [148] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J.J. Tollett, and R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 75:1687, 1995.
- [149] G. Modugno, G. Ferrari, G. Roati, R. J. Brecha, A. Simoni, and M. Inguscio. Bose-Einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, 294:1320, 2001.
- [150] S. L. Cornish, N. R. Claussen, J. L. Roberts, E. A. Cornell, and C. E. Wieman. Stable ^{85}Rb Bose-Einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 85:1795, 2000.
- [151] Tino Weber, Jens Herbig, Michael Mark, Hanns-Christoph Nägerl, and Rudolf Grimm. Bose-Einstein condensation of cesium. *Science*, 299:232, 2003.
- [152] Axel Griesmaier, Jörg Werner, Sven Hensler, Jürgen Stuhler, and Tilman Pfau. Bose-Einstein condensation of chromium. *Phys. Rev. Lett.*, 94:160401, 2005.
- [153] F. Pereira Dos Santos, Junmin Wang J. Leonard, C. J. Barrelet, F. Perales, E. Rasel, C. S. Unnikrishnan, M. Leduc, and C. Cohen-Tannoudji. Bose-Einstein condensation of metastable helium. *Phys. Rev. Lett.*, 86:3459, 2001.
- [154] A. Robert, O. Sirjean, A. Browaeys, J. Poupard, S. Nowak, D. Boiron, C. I. Westbrook, and A. Aspect. A bose-einstein condensate of metastable atoms. *Science*, 292:461, 2001.
- [155] Yosuke Takasu, Kenichi Maki, Kaduki Komori, Kazuhito Honda Tetsushi Takano, Mitsutaka Kumakura, Tsutomu Yabuzaki, and Yoshiro Takahashi. Spin-singlet Bose-Einstein condensation of two-electron atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 91:040404, 2003.
- [156] Sebastian Kraft, Felix Vogt, Oliver Appel, Fritz Riehle, and Uwe Sterr. Bose-Einstein condensation of alkaline earth atoms ^{40}Ca . *Phys. Rev. Lett.*, 103:130401, 2009.
- [157] Simon Stellmer, Meng Khoon Tey, Bo Huang, Rudolf Grimm, and Florian Schreck. Bose-Einstein condensation of strontium. *Phys. Rev. Lett.*, 103:200401, 2009.
- [158] Y. N. Martinez de Escobar, P. G. Mickelson, M. Yan, B. J. DeSalvo, S. B. Nagel, and T. C. Killian. Bose-Einstein condensation of ^{84}Sr . *Phys. Rev. Lett.*, 103:200402, 2009.
- [159] Charles S. Adams, Heun Jin Lee, Nir Davidson, Mark Kasevich, and Steven Chu. Evaporative cooling in a crossed dipole trap. *Phys. Rev. Lett.*, 74:3577, 1995.
- [160] Takeshi Fukuhara, Seiji Sugawa, and Yoshiro Takahashi. Bose-Einstein condensation of an ytterbium isotope. *Phys. Rev. A*, 76:051604, 2007.
- [161] Thomas R. Merton and Harold Hartley. The separation of isotopes. *Nature*, 105:104, 1920.
- [162] G. Meyer-Kretschmer and H. Jetter. Uran-Anreicherung mit Lasern. *Naturwissenschaften*, 70:7, 1983.

-
- [163] P. T. Greenland. Laser isotope separation. *Contemp. Phys.*, 31:405, 1990.
- [164] J. A. Paisner. Atomic vapor laser isotope separation. *Appl. Phys. B*, 46:253, 1988.
- [165] N. R. Stankov. Application of mercury isotopes and their production. *Journal of Radio-analytical and Nuclear Chemistry*, 205:175, 1996.
- [166] J. Maya, M. W. Grossman, R. Lagushenko, and J. F. Waymouth. Energy conservation through more efficient lightning. *Science*, 226:435, 1984.
- [167] M. W. Grossman, R. Lagushenko, and J. Maya. Isotope effects in low-pressure Hg-rare-gas discharges. *Phys. Rev. A*, 34:4094, 1986.
- [168] Patrick Villwock. Entwurf und Konstruktion einer Vakuumapparatur zum Kühlen und Fangen von Quecksilber-Atomen, Diplomarbeit, TU Darmstadt, 2004.
- [169] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh, and W. Jhe. Single-beam atom trap in a pyramidal and conical hollow mirror. *Opt. Lett.*, 21:1177, 1996.
- [170] R. S. Williamson III, P. A. Voytas, R. T. Newell, and T. Walker. A magneto-optical trap loaded from a pyramidal funnel. *Opt. Express*, 3:111, 1998.
- [171] J. J. Arlt, O. Maragò, S. Webster, S. Hopkins, and C. J. Foot. A pyramidal magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Opt. Commun.*, 157:303, 1998.
- [172] A. Camposeo, A. Piombini, F. Cervelli, F. Tantussi, F. Fuso, and E. Arimondo. A cold cesium atomic beam produced out of a pyramidal funnel. *Opt. Commun.*, 200:231, 2001.
- [173] K. S. E. Eikema, J. Walz, and T. W. Hänsch. Continuous wave coherent lyman- α radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 83:3828, 1999.
- [174] M. Scheid, F. Markert, J. Walz, J. Wang, M. Kirchner, and T. W. Hänsch. 750 mW continuous-wave solid-state deep ultraviolet laser source at the 253.7 nm transition in mercury. *Opt. Lett.*, 32:955, 2007.
- [175] Tom W. Hijams. Cold antihydrogen. *Nature*, 419:439, 2002.
- [176] M. Amoretti, C. Amsler, G. Bonomi, A. Bouchta, P. Bowe, C. Carraro, C. L. Cesar, M. Chariton, M. J. T. Collier, M. Doser, V. Filippini, K. S. Fine, A. Fontana, M. C. Fujiwara, R. Funakoshi, P. Genova, J. S. Hangst, R. S. Hayano, M. H. Holzscheiter, L. V. Jorgensen, V. Lagomarsino, R. Landua, D. Lindelöf, E. Lodi Rizzini, M. Macri, N. Madsen, G. Manuzio, M. Marchesotti, P. Montagna, H. Pruys, C. Regenfus, P. Riedler, J. Rochet, A. Rotondi, G. Rouleau, G. Testera, A. Variola, T. L. Watson, and D. P. van der Werf. Production and detection of cold antihydrogen atoms. *Nature*, 419:456, 2002.
- [177] J. Alnis, U. Gustafsson, G. Somesfalean, and S. Svanberg. Sum-frequency generation with a blue diode laser for mercury spectroscopy at 254 nm. *Appl. Phys. Lett.*, 76:1234, 2000.
- [178] T. N. Anderson, J. K. Magnuson, and R. P. Lucht. Diode-laser-based sensor for ultraviolet absorption measurements of atomic mercury. *Appl. Phys. B*, 87:341, 2007.
- [179] Thomas Amthor, Mathias Sinther, and Thomas Walther. An injection-locked, single-mode, continuous wave Ti-sapphire laser. *Laser Phys. Lett.*, 3:75, 2006.

-
- [180] D. M. Harber and M. V. Romalis. Measurement of the scalar stark shift of the 1S_0 - 3P_1 transition in Hg. *Phys. Rev. A*, 63:013402, 2000.
- [181] Albert Seifert, Mathias Sinther, Thomas Walther, and Edward S. Fry. Narrow-linewidth, multi-Watt Yb-doped fiber amplifier at 1014.8 nm. *Applied Optics*, 45:7908, 2006.
- [182] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Bauch, and H. Opower. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. *Appl. Phys. B*, 58:365, 1994.
- [183] J. Aus der Au, G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller. 16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser. *Opt. Lett.*, 25:859, 2000.
- [184] K. Contag, M. Karszewski, C. Stewen, A. Giesen, and H. Hügel. Theoretical modelling and experimental investigations of the diode-pumped thin-disk Yb:YAG laser. *Quantum Electron.*, 29:697, 1999.
- [185] Andreas Voß. *Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG*. Herbert Utz Verlag, München, 2002.
- [186] Steffen Erhard. *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. Herbert Utz Verlag, München, 2002.
- [187] W. A. Clarkson. Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 34:2381, 2001.
- [188] P. Lacovara, H. K. Choi, C. A. Wang, R. L. Aggarwal, and T. Y. Fan. Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser. *Opt. Expr.*, 16:1089, 1991.
- [189] David S. Sumida and T. Y. Fan. Emission spectra fluorescence lifetime measurements of Yb:YAG as a function of temperture. In Tso Yee Fan and Bruce H. T. Chai, editors, *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers*, volume 20, page 100, 1994.
- [190] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering*. Springer, New York, 1999.
- [191] R. Peters, C. Kränkel, K. Petermann, and G. Huber. Broadly tunable high-power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser with 80% slope efficiency. *Opt. Expr.*, 15:7075, 2007.
- [192] D. R. Preuss and J. L. Gole. Three-stage birefringent filter tuning smoothly over the visible region: theoretical treatment and experimental design. *Appl. Opt.*, 19:702, 1980.
- [193] U. Brauch, A. Giesen, M. Karszewski, Chr. Stewen, and A. Voss. Multiwatt diode-pumped Yb:YAG thin disk laser continuously tunable between 1018 and 1053 nm. *Opt. Lett.*, 20:713, 1995.
- [194] A. Baum, D. Grebner, W. Paa, W. Triebel, M. Larionov, and A. Giesen. Axial mode tuning of a single frequency Yb:YAG thin disk laser. *Appl. Phys. B*, 81:1091, 2005.
- [195] Satoki Kawanishi, Atsushi Takada, and Masatoshi Saruwatari. Wide-band frequency-response measurement of optical receivers using optical heterodyne detection. *Journal of Lightwave Technology*, 7:92, 1989.
- [196] Fritz Riehle. *Frequency Standards*. Wiley-vch, Weinheim, 2004.

-
- [197] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7:118, 1961.
- [198] D. A. Kleinman. Theory of second harmonic generation of light. *Phys. Rev.*, 128:1761, 1962.
- [199] D. A. Kleinman, A. Ashkin, and G. D. Boyd. Second-harmonic generation of light by focused laser beam. *Phys. Rev.*, 145:338, 1966.
- [200] D. A. Kleinman and R. C. Miller. Dependence of second-harmonic generation on the position of the focus. *Phys. Rev.*, 148:302, 1966.
- [201] Jean-Jacques Zondy. Comparative theory of walkoff-limited type-II versus type-I second harmonic generation with gaussian beams. *Opt. Commun.*, 81:427, 1991.
- [202] Jean-Jacques Zondy, Mohamed Abed, and Salah Khodja. Twin-crystal walk-off-compensated type-II second-harmonic generation: single-pass and cavity-enhanced experiments in KTiOPO_4 . *J. Opt. Soc. Am. B*, 11:2368, 1994.
- [203] Yves Emery, Anett Fleischhauer, Thomas Walther, and Edward S. Fry. Angle-tuned type II external-cavity frequency doubling without temperature stabilization. *Appl. Opt.*, 38:972, 1999.
- [204] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag, Berlin, 1999.
- [205] G. D. Miller, R. G. Batchko, W. M. Tulloch, D. R. Weise, M. M. Fejer, and R. L. Byer. 42%-efficient single-pass cw second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 22:1834, 1997.
- [206] Jean-Jacques Zondy, Christophe Bonnin, and Dominique Lupinski. Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. I. theory. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:1675, 2003.
- [207] Jean-Jacques Zondy, Dmitri Kolker, Christophe Bonnin, and Dominique Lupinski. Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures. II. experiments. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20:1695, 2003.
- [208] Hidetoshi Katori, persönliche Mitteilung.
- [209] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, E. S. Polzik, and H. J. Kimble. 85 % efficiency for cw frequency doubling from 1.08 to $0.54\ \mu\text{m}$. *Opt. Lett.*, 17:640, 1992.
- [210] E. S. Polzik and H. J. Kimble. Frequency doubling with KNbO_3 in an external cavity. *Opt. Lett.*, 16:1400, 1991.
- [211] G. D. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, 39:3597, 1968.
- [212] C. Wieman and T. W. Hänsch. Doppler-free laser polarization spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 36:1170, 1976.

-
- [213] T. W. Hänsch and B. Couillaud. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. *Opt. Commun.*, 35:441, 1980.
- [214] Z. Y. Ou and H. J. Kimble. Enhanced conversion efficiency for harmonic generation with doubling resonance. *Opt. Lett.*, 18:1053, 1993.
- [215] EvA2 - Evolutionary Algorithmus Workbench.
<http://www.ra.cs.uni-tuebingen.de/software/EvA2/>.
- [216] A. V. Smith, SNLOv50, AS-Photonics, Albuquerque, New Mexico,
<http://www.as.photonics.com/SNLO.html>.
- [217] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, 1992.
- [218] Thomas Walther, persönliche Mitteilung.
- [219] R. V. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Rev. Sci. Instrum.*, 17:490, 1946.
- [220] R. W. P. Drever, J. L. Hall, and F. V. Kowalski. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B*, 31:97, 1983.
- [221] Martin Scheid. Frequenzvervierfachung eines Yb:YAG-Scheibenlasers - ein UV-Lasersystem bei 253,7 nm, der 6^1S - 6^3P Linie in Quecksilber. Master's thesis, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2006.
- [222] J. L. Hall. *Proceedings of the International School of Physics, "Enrico Fermi", Frontiers in Laser Spectroscopy*. North-Holland, 1994.
- [223] M. W. Hamilton. An introduction to stabilized lasers. *Contemporary Physics*, 30:21, 1989.
- [224] John L. Hall, Matthew S. Taubman, and Jun Ye. *Laser Stabilization*, volume 4. McGraw-Hill, New York, 2000.
- [225] R. L. Barger, M. S. Sorem, and J. L. Hall. Frequency stabilization of a cw dye laser. *Appl. Phys. Lett.*, 22:573, 1973.
- [226] R. L. Barger, J. B. West, and T. C. English. Fast frequency stabilization of a cw dye laser. *Appl. Phys. Lett.*, 27:31, 1975.
- [227] A. G. Adam, T. E. Gough, and N. R. Isenor. CO₂ laser stabilization using an external cavity locked to a reference HeNe laser. *Rev. Sci. Instrum.*, 57:7, 1986.
- [228] B. G. Lindsay, K. A. Smith, and F. B. Dunning. Control of long-term output frequency drift in commercial dye lasers. *Rev. Sci. Instrum.*, 62:1656, 1991.
- [229] R. A. McFarlane, W. R. Bennett Jr., and W. E. Lamb Jr. Single mode tuning dip in the power output of an He-Ne optical maser. *Appl. Phys. Lett.*, 2:189, 1963.
- [230] Willis E. Lamb Jr. Theory of an optical maser. *Phys. Rev.*, 134:1429, 1964.
- [231] Atis Skudra, persönliche Mitteilung.
- [232] Norbert Herschbach, persönliche Mitteilung.

-
- [233] G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, and C. Ortiz. Frequency modulation (FM) spectroscopy. *Appl. Phys. B*, 32:145, 1983.
- [234] Hidekazu Hachisu, persönliche Mitteilung.
- [235] D. Sekso, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman. Collisional losses from a light-force atom trap. *Phys. Rev. Lett.*, 63:961, 1989.
- [236] Thomas Walther and Edward S. Fry. Mercury - the rosetta stone of physics? *J. of Opt. B*, 4:376, 2002.
- [237] Walter G. Schweitzer. Hyperfine structure and isotope shifts in the 2537-Å line of mercury. *J. Opt. Soc. Am.*, 51:692, 1961.
- [238] P. Backhaus, B. Schmidt, and M. Dantus. Control of photoassociation yield: a quantum-dynamical study of the mercury system to explore the role of pulse duration from nanoseconds to femtoseconds. *Chem. Phys. Lett.*, 306:18, 1999.
- [239] R. D. van Zee, s. C. Blankespoor, and T. S. Zwier. Direct spectroscopic determination of the Hg₂ bond length and an analysis of the 2540 Å band. *J. Chem. Phys.*, 88:4650, 1988.
- [240] P. Backhaus and B. Schmidt. Femtosecond quantum dynamics of photoassociation reactions: the excilex formation of mercury. *Chem. Phys.*, 217:131, 1997.
- [241] U. Marvet and M. Dantus. Femtosecond photoassociation spectroscopy: coherent bond formation. *Chem. Phys. Lett.*, 245:393, 1995.



Veröffentlichungen

Konferenzbeiträge

Neutral Mercury Atoms in a MOT, P. Villwock, A. Schönhut, M. Sinther und Th. Walther, International Conference on Applied Atomic Optics 2009, Physikzentrum Bad Honnef, Germany

Kalte neutrale Quecksilberatome in einer MOT, P. Villwock, A. Schönhut, M. Sinther und Th. Walther, AMOP-Frühjahrstagung Hamburg, DPG Verhandlungen, Q 16.3, 2009

Lasersystem zum Kühlen und Fangen von neutralem Quecksilber, P. Villwock, A. Schönhut, M. Sinther und Th. Walther, AMOP-Frühjahrstagung Darmstadt, DPG Verhandlungen, Q 50.3, 2008

Kühlen und Fangen von neutralen Quecksilberatomen, P. Villwock, M. Sinther und Th. Walther, AMOP-Frühjahrstagung Düsseldorf, DPG Verhandlungen, Q 62.12, 2007

Towards Laser Cooling and Trapping of Neutral Mercury Atoms, P. Villwock, M. Sinther and Th. Walther, 379. WE-Heraeus-Seminar, Cold Molecules, Physikzentrum Bad Honnef, Germany, October 2006

Stabilisierung eines Lasersystems für eine Hg-MOT, S. Ahmed-Nacer, C. Petermann, P. Villwock, M. Sinther und Th. Walther, AMOP-Frühjahrstagung Frankfurt, DPG Verhandlungen, Q 68.7, 2006

Towards Laser Cooling and Trapping of Neutral Mercury Atoms, P. Villwock, A. Bertz, M. Sinther and Th. Walther, Achievements and Perspectives of Cold Molecules, EU and ESF Workshop, Centre de Physique, Les Houches, France, March 2006

Eine magneto-optische Falle zum Kühlen und Fangen von Quecksilber-Atomen, P. Villwock, M. Sinther und Th. Walther, AMOP-Frühjahrstagung Berlin, DPG Verhandlungen, Q 20.4, 2005

Towards Laser Cooling and Trapping of Neutral Mercury Atoms, P. Villwock, M. Sinther and Th. Walther, Young Atom Opticians Conference, Hannover, Germany, Februar 2005

Betreute Bachelor- und Masterarbeiten

Arbeiten zu einem Lasersystem zur Spektroskopie des 6^1S_0 - 6^3P_0 Übergangs in Quecksilber,
Christian Junge, Master Thesis, IAP, TU Darmstadt, Februar 2009

Kühlen und Fangen von neutralen Quecksilberatomen,
Arne Schönhut, Master Thesis, IAP, TU Darmstadt, September 2008

Frequenzüberhöhungsresonatoren zur Frequenzvervierfachung von 1014,6 nm Strahlung,
Arne Schönhut, Bachelor Thesis, IAP, TU Darmstadt, November 2006

Aufbau eines Überhöhungsresonators zur Frequenzverdopplung von Laserstrahlung,
Rudolf Mitsch, Bachelor Thesis, IAP, TU Darmstadt, September 2006

Charakterisierung der Stabilisierung eines Scheibenlasers,
Diana Wendland, Bachelor Thesis, IAP, TU Darmstadt, August 2006

Frequenzstabilisierung eines Scheibenlasers,
Oliver Witzel, Bachelor Thesis, IAP, TU Darmstadt, Juni 2006

CURRICULUM VITAE

Hochschulausbildung

- | | |
|-----------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 01/2005-12/2009 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter,
in der Gruppe von Prof. Dr. Thomas Walther,
Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt |
| 11/2003-11/2004 | Diplomarbeit,
<i>Entwicklung und Konstruktion einer Vakuumkammer
zum Kühlen und Fangen von Quecksilber-Atomen</i>
in der Gruppe von Prof. Dr. Thomas Walther,
Institut für Angewandte Physik, TU Darmstadt |
| 10/2002-10/2003 | Studium der Physik, TU Darmstadt |
| 09/2002 | Diplom-Physiker-Vorprüfung, TU Dortmund |
| 10/2000-09/2002 | Studium der Physik, TU Dortmund |

Schulbildung

- | | |
|---------|------------------------------------------------------------------|
| 05/1997 | Allgemeine Hochschulreife,
Käthe-Kollwitz-Gymnasium, Dortmund |
|---------|------------------------------------------------------------------|

Auszeichnung

- | | |
|---------|--------------------------------------------------------------------|
| 11/2005 | Förderpreis der Heinrich J. Klein Förderstiftung, Schott AG, Mainz |
|---------|--------------------------------------------------------------------|

Praktische Tätigkeiten

- | | |
|-----------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 11/2002-04/2004 | Mitarbeit am PHELIX Experiment als Werkstudent der
Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt |
| 09/2000-09/2002 | Freiberufliche Tätigkeit als Moderator der Deutschen
Arbeitsschutzausstellung (DASA), Dortmund |
| 07/2000-08/2000 | Praktikum im Detektorlabor der GSI, Darmstadt |
| 09/1999-06/2000 | Wehrdienst, Luftwaffenamt Köln |

Auslandsaufenthalte

- | | |
|-----------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 05/2008-06/2008 | Forschungsaufenthalt in der Gruppe von Prof. Dr. Hidetoshi Katori,
Department of Applied Physics, Graduate School of Engineering,
University of Tokyo, Japan |
| 07/1997-07/1999 | Ehrenamtlicher Dienst in Idaho, USA
für die Kirche Jesu Christi der Heiligen der Letzten Tage |
-



Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen danken die mich in meiner Arbeit unterstützt und maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

- Die vorliegende Dissertation wurde auf Anregung von Herrn Prof. Dr. Thomas Walther durchgeführt, dem ich an dieser Stelle für die Überlassung dieses hochaktuellen Themas danke. Vor allem danke ich Ihm für das entgegengebrachte Vertrauen in der selbstständigen Bearbeitung dieses Projekts und nicht zuletzt für die Ermöglichung des Auslandsaufenthalts an der University of Tokyo.
- Prof. Dr. Gerhard Birkel danke ich für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens und seiner sowohl fachlichen als auch sachlichen Unterstützung, ebenso durch Mitglieder seiner Arbeitsgruppe, namentlich Norbert Herschbach, Oliver Wille und Jens Kruse.
- Prof. Dr. Hidetoshi Katori danke ich für die Gelegenheit zwei Monate in seiner Arbeitsgruppe an der University of Tokyo zu forschen. Besonders bedanke ich mich für die sehr gute Betreuung durch seinen Mitarbeiter Dr. Hidekazu Hachisu.
- Frau Walther sei gedankt für das Licht was Sie ins Dunkel aller Verwaltungsfragen brachte. Herrn Dr. Holzfuss und Herrn Schmutzler danke ich für die Hilfe in allen erdenklichen EDV-Fragen und Herrn Baumann und Herrn Rök bin ich dankbar für die Hilfestellung bei der vielfältig eingesetzten Elektronik.
- Der ganzen Arbeitsgruppe danke ich für die technische und praktische Unterstützung im täglichen Laboralltag. Insbesondere danke ich Dr. Mathias Sinther, Dr. Kai Schorstein, Alexandru Popescu, Daniel Depenheuer, Alexander Bertz, Thorsten Führer und Sabine Euler, sowie meinen Master-Studenten Sebastian Siol und Arne Schönhut.
- Ohne die herausragenden Fähigkeiten der Feinmechanikwerkstatt in der Fertigung vieler Bauteile wäre diese Arbeit nicht realisierbar gewesen. Durch die sehr gute Zusammenarbeit mit dem Werkstattleiter Herrn Kalbfleisch und seinen Mitarbeitern Herrn Jeretzki, Herrn Wagenknecht und Herrn Hoffmann habe ich von ihrer reichen Erfahrung profitiert.
- Ein reger Austausch und Diskussion mit anderen Arbeitsgruppen hat diese Arbeit erst möglich gemacht. Hierzu zählen vor allem Christian Petermann am Institut für Physikalische Messtechnik in Freiburg, Martin Scheid aus der AG von Prof. Dr. Jochen Walz der Universität Mainz, Dr. Janis Alnis am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching und Dr. Sebastien Bize am l'Observatoire de Paris (Frankreich). Ebenso Prof. Dr. Peter van der Straten der Universität in Utrecht (Holland) und Dr. Atis Skudra der University of Latvia in Riga (Lettland).
- Meine Frau Nadja sorgte stets für die notwendige Ruhe und Sicherheit. Für Ihr Verständnis und Ihre vielseitige flexible Unterstützung bin ich Ihnen besonders dankbar.

Ihnen allen gilt mein herzlicher Dank.